

0- 796508

На правах рукописи

УДК 539.123 – 539.12.01

Бештоев Хамидби Мухамедович

Смешивания (осцилляции) нейтральных мезонов и нейтрино
и проблема солнечных нейтрино

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Томск, 2012

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна).

Официальные оппоненты:

Бордовицын Владимир Александрович, д. ф. – м. н., профессор кафедры теоретической физики Томского государственного университета, г. Томск;

Дубничка Станислав, д. ф. – м. н., профессор, ведущий научный сотрудник, начальник теоретического отдела в Институте физики Словацкой Академии г. Братислава; Полномочный представитель Словацкой Республики в ОИЯИ, член комитета Полномочных представителей ОИЯИ; член Программно - консультативного комитета ОИЯИ; член Финансового комитета ОИЯИ, г. Дубна;

Фикс Александр Иванович, д. ф. – м. н., профессор кафедры высшей математики и математической физики Томского политехнического университета, г. Томск.

Ведущая организация:

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Российский университет дружбы народов», г. Москва.

Защита состоится 27 сентября 2012 г. в 14 часов 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.267.07 при Томском государственном университете по адресу: 634050, г. Томск, пр-т Ленина, 36, аудитория 119.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета по адресу: г. Томск, пр-т Ленина, 34А .

Автореферат разослан 21 июня 2012 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.267.07
доктор физико-математических наук

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА КФУ



0000740816

И. В. Ивонин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В 50-х и 60-х годах в экспериментах были изучены осцилляции K^0 мезонов (т. е. были обнаружены переходы $K^0 \rightarrow K^0$ и $K^0 \rightarrow K^0$). а также была построена теория этих осцилляций. Необычайность такого поведения нейтральных K мезонов привлекла внимание физиков (это явление было охарактеризовано как проявление парадокса Подольского-Розена-Эйнштейна в физике мезонов).

В опытах Райнеса-Ковена 1953 г. было доказано существование электронного нейтрино. В 1957 г. Б.М. Понтекорво, исходя из аналогии с K^0 осцилляциями, была предложена гипотеза о нейтрино-антинейтринных осцилляциях. Позднее, после обнаружения существования другого типа нейтрино (мюонного) Д. Маки и др. в 1962 г. и Б.М. Понтекорво в 1967 г., было выдвинуто предположение о возможности существования перехода между различными типами нейтрино.

Проблема осцилляции нейтрино привлекла внимание после опытов Р. Дэвиса в 1966 г., когда обнаружилось, что поток солнечных нейтрино в несколько раз меньше, чем это ожидалось из расчета по так называемой Стандартной солнечной модели (ССМ), разработанной Дж. Бакалом с соавторами в 60-х годах. Тогда казалось естественным объяснение малости потока солнечных нейтрино из-за полного смешивания нейтрино (как и в случае с K^0 мезонами).

С тех пор проблема осцилляции нейтрино стала привлекать все больше и больше внимания. Опыты по поиску вакуумных осцилляций стали проводиться почти на всех крупнейших реакторах (Франция, Канада, СССР и т.д.), которые являются источниками электронного нейтрино. Такие же опыты стали проводиться на всех крупных ускорителях, где имеются нейтринные пучки. Позже такие опыты стали проводиться на подземных установках, где изучались нейтрино, прошедшие через Землю (пионером в этой области был Сцинтилляционный телескоп Баксанской нейтринной обсерватории).

Порог регистрации солнечных нейтрино в опытах Р. Дэвиса $E = 0.814$ MeV. Далее были спроектированы и запущены установки для регистрации солнечных нейтрино различных порогов ($Ga - Ge$ эксперимент на Баксане (СССР), в Гран-Сассо (Италия) с порогом $E = 0.233$ MeV, в Камиоканде (Япония) с $E = 7.5$ MeV). Результаты этих экспериментов показали, что относительные потоки по сравнению с расчетными по ССМ зависят от порогов регистрации солнечных нейтрино. Это потребовало привлечения идеи о влиянии вещества на осцилляцию нейтрино.

В связи с этим большое внимание привлек эффект резонансной осцилляции нейтрино в веществе (МСВ-эффект), который был получен С. Михеевым и А. Смирновым (1985-1986 г.) из ранее предложенного Л. Вольфенштейном уравнения прохождения нейтрино через вещество, так как в этом эффекте появляется зависимость угла смешивания нейтрино в веществе от энергии нейтрино, выходящих из вещества (Солнца). Однако последующий анализ уравнения Вольфенштейна показал (Х. Бештоев), что при выводе этого уравнения были упущены некоторые физические требования. Этот эффект не может реализоваться без нарушения закона сохранения энергии-импульса из-за того, что стандартные слабые взаимодействия являются кирально-инвариантными и поэтому не могут генерировать массы. Кроме того, дальнейшие расчеты модели Солнца (Турк-Чейзе, Дар-Шавив) показали, что ССМ, видимо, требует дальнейшего уточнения.

К настоящему времени сложилась такая ситуация: в разных экспериментах получены значения или ограничения на углы вакуумных осцилляций нейтрино, но нет прямых доказательств существования осцилляций нейтрино (т.е. обнаружены пере-

ходы между нейтрино, и есть указания на наличие осцилляций нейтрино).

Опыты проводятся почти во всех крупных мировых научных центрах: Гран-Сассо (Италия), Баксан (Россия), CERN (Швейцария), Батавия (США), Камиоканде (Япония), SNO (Канада) и т.д.

Интерес к проблеме осцилляции нейтрино связан с тем, что с помощью нейтрино можно с большой точностью проверить законы сохранения лептонных чисел для определения дальнейшего пути развития физики элементарных частиц.

В настоящее время опыты по проверке закона сохранения лептонных чисел проводятся с использованием детекторов больших масс, расположенных на определенных расстояниях от различных источников нейтрино (нарушение лептонных чисел при осцилляциях нейтрино имеет место при любых энергиях нейтрино).

В связи с этим, видимо, существенным является дальнейшее развитие и уточнение теории вакуумных осцилляций нейтрино и теории усиления осцилляций нейтрино в веществе на фоне растущего числа экспериментов по поиску осцилляций нейтрино. Осцилляции нейтрино определяются двумя параметрами: углом θ смешивания и длиной L_0 осцилляций. Проблема изучения солнечных нейтрино, кроме всего прочего, важна по двум причинам: а) можно проверить существование усиления осцилляции нейтрино в веществе, б) расстояние между Солнцем и Землей может использоваться в качестве длины осцилляций нейтрино, значит, оно позволяет измерить разницу масс различных типов нейтрино до очень маленьких величин.

В настоящее время весьма актуальным является вопрос о том, является нейтрино дираковской или майорановской частицей? В данной работе этот вопрос исследован и приводятся серьезные доводы в пользу того, что нейтрино является дираковской частицей, и тогда майорановское нейтрино может появиться только при полном нарушении лептонного числа.

В связи с тем, что теория осцилляции нейтрино построена по аналогии с теорией осцилляции K^0 мезонов, возникла необходимость в более детальном исследовании вопроса происхождения осцилляций мезонов. Отмечено, что K^0 мезоны рождаются в сильных взаимодействиях, где ароматические числа сохраняются, и поэтому эти мезоны не могут родиться в суперпозиционных состояниях K_1^0, K_2^0 мезонов (собственных состояниях слабых взаимодействий). K^0 мезоны становятся суперпозициями K_1^0, K_2^0 мезонов за счет слабых взаимодействий, которые нарушают странность и далее возникают их осцилляции. Такие же осцилляции возникают у других нейтральных мезонов (B^0, D^0, \dots), а также при CP нарушениях. Матрица Кабиббо - Кобаяши - Маскавы содержит 4 параметра, ответственных за нарушения ароматических и CP чисел, и эти параметры определяются из эксперимента. Актуальным является вопрос о происхождении этих параметров. Предложен динамический аналог этой матрицы, приводящий к смешиванию кварков, т.е. расширение модели слабых взаимодействий, где появляются четыре пары тяжелых векторных носителей слабых взаимодействий $B^\pm, C^\pm, D^\pm, E^\pm$, приводящих к переходам между семействами кварков и к CP нарушению. Также изучена возможность виртуальных осцилляций между π^\pm и K^\pm мезонами за счет нарушения странности в слабых взаимодействиях.

Цель и задача работы состоит в развитии и уточнении теории вакуумного смешивания и осцилляций мезонов и нейтрино, построении схем вакуумных нейтринных осцилляций и схемы усиления осцилляций нейтрино при их прохождении через толстый слой вещества, выяснении обоснованности теории (механизма) резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе (МСВ - эффекта), изучении проблемы масс фермионов в слабых взаимодействиях, а также в развитии теории резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе, динамического расширения модели

слабых взаимодействий, приводящем к смешиванию кварков, и в анализе проблемы дефицита солнечных нейтрино, а также в исследовании места майорановского нейтрино в Стандартной модели.

Научная новизна и практическая ценность

Новым является развитие и уточнение старой теории смешивания и осцилляций мезонов и нейтрино, учет двухстадийности этих процессов (в случае мезонов эти процессы идут через сильные и слабые взаимодействия, а в случае нейтрино через слабые взаимодействия и взаимодействие, нарушающее лептонные числа), что приводит к более глубокому пониманию процессов смешивания и осцилляции. Проведен анализ осцилляций K^0 , родившихся в слабых взаимодействиях. На примере K_1^0, K_2^0 переходов изучен процесс реальной осцилляции (или смешивания) частиц, имеющих ширины распадов, которые перекрывают разность масс этих частиц. Также предложены схемы смешивания и осцилляции нейтрино: две схемы массовых смешиваний и схема зарядовых смешиваний. Во всех предложенных схемах решена проблема происхождения угла смешивания.

Проверку законов сохранения лептонных чисел можно проводить и в прямых экспериментах при высоких энергиях, но это приведет к большим материальным затратам и зачастую технически неосуществимо. Такую проверку можно осуществить и в процессах с осцилляцией нейтрино. При постановке таких экспериментов существенным является понимание того, что осцилляции будут виртуальными, если осциллируют нейтрино разных масс.

Предложен механизм накопления осциллирующих нейтрино, если они имеют разные массы, при их прохождении через толстый слой вещества, и это накопление может происходить вплоть до установления равновесия между различными типами нейтрино, если толщина вещества большая. То есть этот механизм будет реализовываться при прохождении нейтрино, родившихся внутри звезды (Солнца), через звезду.

Показано, что из-за левостороннего (кирального) характера слабых взаимодействий фермионы не могут зарабатывать массы через это взаимодействие.

Проведен критический анализ уравнения Вольфенштейна, из которого получен эффект резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе (МСВ-эффект). Показано, что этот эффект может реализоваться только при нарушении закона сохранения энергии-импульса из-за того, что слабые взаимодействия не могут генерировать массу.

Показано, что если слабые взаимодействия могут генерировать массы и поляризовать вещество, то при скоростях нейтрино $v_\nu > c/n$ появляется черенковский эффект, индуцированный этими взаимодействиями. Эффект резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе и черенковский эффект ($v_\nu > c/n$) являются конкурирующими процессами, и начиная с определенных энергий нейтрино эффект резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе сменится на черенковский эффект. Тогда вакуумная осцилляция нейтрино восстановится, и появляется возможность для получения оценки массы нейтрино. Предложенный метод является ценным еще из-за того, что позволяет получить оценку на массу нейтрино при сколь угодно малых ее значениях.

Изучено место майорановского нейтрино в Стандартной модели. Предлагается схема подключения майорановского нейтрино к Стандартной модели. Показано, что в рамках стандартных слабых взаимодействий из-за их киральной инвариантности безнейтринный двойной бета-распад невозможен.

Проведен анализ проблемы дефицита солнечных нейтрино. Получен вывод: для строгой проверки существования осцилляции солнечных нейтрино необходимо провести эксперимент по безмодельной проверке существования осцилляции нейтрино.

Предложено расширение модели слабых взаимодействий (динамический аналог матрицы Кабиббо - Кобаяши - Маскавы), где появляются четыре пары тяжелых векторных носителей слабых взаимодействий, приводящих к переходам между семействами кварков и к CP нарушению. Рассмотрены различные применения предложенного расширения.

Методы исследования, достоверность и обоснованность полученных результатов

Для исследования использовались методы квантовой механики и стандартная модель электрослабых взаимодействий. Достоверность полученных результатов выяснялась перепроверками выполненных расчетов и сравнением с результатами других авторов, когда это было возможно. Так как эта работа является феноменологической, то конечной целью работы было сравнение полученных результатов с экспериментальными данными, когда это возможно, или выполнение расчета для эксперимента. Объективность результатов обусловлена тем, что ставились задачи, которые связаны с экспериментально наблюдаемыми величинами по смешиванию и осцилляциям нейтральных мезонов и нейтрино, а также по другим наблюдаемым величинам.

Для защиты выдвигаются следующие результаты, полученные в диссертации

1. В слабых взаимодействиях, в отличие от сильных и электромагнитных взаимодействий, правые компоненты дублета фермионов не участвуют во взаимодействиях. Показано, что из-за этого слабые взаимодействия не могут генерировать массы фермионов. Этот результат используется при анализе уравнения Вольфенштейна.

2. Предложен динамический аналог матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (матрицы, приводящей к смешиванию кварков), т.е. расширение модели слабых взаимодействий, где появляются четыре пары тяжелых векторных носителей слабых взаимодействий $B^\pm, C^\pm, D^\pm, E^\pm$, приводящих к переходам между различными семействами кварков. Оценены массы и произведены оценочные расчеты сечения рождения этих бозонов для батавийского ускорителя (FNAL (USA) для реакции $p\bar{p}$), перечисляются реакции, в которых они могут проявляться. В слабых взаимодействиях, при нарушении странности, возможны виртуальные переходы между $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ мезонами. В рамках предложенного аналога произведен расчет недиагонального массового члена при $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ мезонных переходах. Проведен расчет $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ смешиваний (осцилляций), получены вероятности для вакуумных переходов (осцилляций) этого процесса с учетом π распадов. Произведены оценки оптимальных энергий π мезонов и расстояний для наблюдения таких переходов.

3. В литературе существует предположение, что нейтрино является майорановской, а не дираковской частицей. Имеют место две формулировки майорановского нейтрино: 1) нейтрино отличается от антинейтрино только проекцией спина и не имеет никакого сохраняющегося числа, и майорановское нейтрино есть суперпозиция нейтрино и антинейтрино, нормированное на единицу; 2) майорановское нейтрино есть просто суперпозиция нейтрино и антинейтрино. Показано, что майорановское нейтрино можно подключить к стандартной модели только при нарушении локальной и глобальной калибровочной инвариантности. Это означает, что майорановское нейтрино не имеет дираковского заряда и для участия в слабых взаимодействиях

ему нужно приписать дираковский заряд. Показано, что если мы подставим в стандартную модель майорановское нейтрино, то получаем результаты, не согласующиеся с ускорительными экспериментальными данными по взаимодействию нейтрино. Это связано с тем, что отмеченные суперпозиционные состояния не могут рождаться в слабых взаимодействиях. Также показано, что из-за неподходящей спиральности безнейтринный двойной β -распад невозможен (оба нейтрино имеют одинаковые проекции спина), даже если предположить, что нейтрино является майорановской частицей. Этот результат используется при анализе нейтринных осцилляций.

4. В рамках теории элементарных частиц, в развитие стандартной квантовой механической теории вакуумных осцилляций мезонов, с учетом динамического двухстадийного характера этих осцилляций, построена схема (теория) осцилляций мезонов. Учитывается наличие двух взаимодействий, сильных и слабых, со своими характерными временами при рождении кварков. Тогда, если смешиваются частицы с равными массами, то осцилляции являются реальными, а если смешиваются частицы разных масс, то осцилляции этих частиц являются виртуальными, т. е. без реального перехода на массовую поверхность соответствующей частицы. Полученные в этом подходе результаты подтверждаются экспериментальными наблюдениями переходов $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и $\gamma \leftrightarrow \rho$. На основе предложенного расширения стандартной теории смешивания и осцилляции мезонов проведен детальный анализ K^0 , \bar{K}^0 и K_1^0 , K_2^0 осцилляций. Рассчитанный угол K_1^0 , K_2^0 смешивания хорошо совпадает с измеренным на эксперименте углом смешивания. Отмечено, что аналогичным способом можно провести анализ осцилляции (смешивания) D^0 , B^0 , $D_{1,2}^0$, $B_{1,2}^0$ мезонов.

5. В рамках теории элементарных частиц, в развитие стандартной квантовой механической теории вакуумных осцилляций нейтрино, построена схема (теория) смешивания и осцилляции нейтрино. В этой схеме (теории) осцилляции нейтрино учитывается, что будут рождаться физически наблюдаемые нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ и они будут находиться на своих массовых поверхностях. Вследствие присутствия нарушения лептонных чисел эти состояния будут переходить в суперпозиции ν_1 , ν_2 , ν_3 нейтрино, и далее через эти промежуточные состояния ν_e , ν_μ , ν_τ нейтрино будут переходить друг в друга, т.е. возникнут осцилляции нейтрино. Так как этот процесс протекает в вакууме, то осцилляции будут происходить без реального схода с массовой поверхности соответствующего нейтрино. Тогда осцилляции нейтрино с равными массами будут реальными, а осцилляции нейтрино с разными массами будут виртуальными, по аналогии с $K^0 - \bar{K}^0$ и $\gamma - \rho^0$ переходами. Предложены три схемы осцилляций - две в рамках схемы массовых смешиваний и одна в рамках зарядовых смешиваний. В этих схемах решена проблема происхождения угла смешивания. В рамках этих схем получены все выражения для описания смешивания (осцилляции) нейтрино и матрица смешивания.

6. Собран и проведен анализ экспериментальных данных, полученных по изучению реакторных, ускорительных и атмосферных нейтрино. В этих экспериментах получены параметры для двух типов нейтринных переходов из трех, которые используются в 6-й главе при анализе проблемы дефицита солнечных нейтрино.

Проведен расчет вероятностей регистрации солнечных нейтрино на детекторе SNO, и развита схема извлечения угла смешивания из данных этой установки по безмодельной проверке существования осцилляций солнечных нейтрино. Получен суммарный угол смешивания ν_e и ν_μ , ν_τ из данных этого эксперимента.

Также проведен расчет числа нейтринных событий N^{the} , которые будут регистрироваться на детекторе Борехино от солнечных нейтрино с энергией $E_{\nu_e} = 0.862$ МэВ, генерированных в реакции ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ при отсутствии осцилляции нейтри-

но. Это число лежит между $N^{the} = 86.45 \div 96.52 \frac{counts}{(day \cdot 100 \text{ ton})}$ в зависимости от потока солнечных нейтрино. Отношение между числом нейтрино, зарегистрированных на детекторе Борексина N^{exp} и рассчитанным числом, если вычесть вклад нейтрального тока, есть: $N_B^{exp, ch} / N_B^{the, ch} = 0.41 \div 0.47$.

7. Показано, что из-за того, что слабые взаимодействия не могут генерировать массу, резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе не может происходить без нарушения закона сохранения энергии-импульса. Уравнение Вольфенштейна, с лево-право симметричной волновой функцией, из которого возникает резонансный (МСВ) эффект, прямо не связано со слабыми взаимодействиями, которые являются левосторонними взаимодействиями (и кирально-инвариантными).

Также указано, что в уравнении Вольфенштейна вместе с энергией нейтрино в веществе изменяется его масса, а его импульс остается неизменным. Очевидно, что импульс нейтрино в веществе также должен измениться. Расчет показал, что при учете изменения импульса в солнечном веществе не возникает сколь-нибудь заметное усиление осцилляций нейтрино.

Имеющиеся экспериментальные данные также не дают подтверждения этому эффекту. А именно, энергетический спектр солнечных нейтрино не имеет излома, а эффект день-ночь не наблюдается.

8. В рамках слабых взаимодействий автором предложена схема накопления осциллирующих нейтрино разных масс в веществе, в котором в результате слабых взаимодействий (виртуально) осциллирующего нейтрино с веществом происходит переход на массовую поверхность соответствующего нейтрино (например, ν_e переходит в ν_μ) и оно остается на ней. Если толщина вещества (звезды) достаточно большая, то будет иметь место накопление нейтрино (ν_μ, ν_τ) в результате многократного взаимодействия осциллирующих нейтрино при их прохождении через вещество (звезду). Если толщина вещества очень большая, то может установиться равновесие между различными типами нейтрино. Этот механизм когерентного взаимодействия осциллирующих нейтрино с веществом представляет интерес как реальный механизм накопления нейтрино в задачах космофизики.

9. Показано, что если слабые взаимодействия могут генерировать массы и поляризовать вещество ($n > 1$), то при скоростях нейтрино $v_\nu > c/n$ появляется черенковский эффект, индуцированный этими взаимодействиями. Эффект резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе ($n > 1$) и черенковский эффект ($n > 1, v_\nu > c/n$) являются конкурирующими процессами, и при энергиях нейтрино, когда $v_\nu > c/n$, эффект резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе сменится на черенковский эффект. Тогда вакуумная осцилляция нейтрино восстановится, и появится возможность для получения оценки на массу нейтрино. Если мы получим оценку массы одного нейтрино (электронного), то оценку на массы других нейтрино мы можем получить, используя разности между квадратами масс нейтрино, полученные в экспериментах по осцилляциям нейтрино.

10. Проведен анализ проблемы дефицита солнечных нейтрино. Для этого рассмотрены основные экспериментальные установки по регистрации солнечных нейтрино вместе с полученными на них результатами, которые проанализированы. Также проведен анализ возможных схем (типов) осцилляций нейтрино, ответственных за дефицит солнечных нейтрино. Показано, что нейтрино должны быть дираковскими частицами и что реалистическим механизмом смешивания (осцилляции) нейтрино являются вакуумные смешивания (осцилляции) нейтрино. Из анализа имеющихся экспериментальных данных и теоретических положений получен: первичный поток солнечных электронных нейтрино при их движении к Земле переходит в смесь элек-

тронных, мюонных и тауонных нейтрино, примерно в равных составах, и в таком виде доходит до Земли. Это обеспечивается за счет вакуумных смешиваний (осцилляций) нейтрино. Это есть решение проблемы дефицита солнечных нейтрино на качественном уровне. В последующих экспериментах на Земле необходимо будет уточнить все углы смешивания и разность квадратов масс нейтрино. Также стоит задача детального изучения Солнца (ядерный состав и пр.).

Апробация диссертации и публикации

Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах ЛЯП, ЛТФ, ЛВТА, ЛФЧ, ЛВЭ-ЛФЧ, ЛФВЭ ОИЯИ, ОЛВЭНА ИЯИ РАН были представлены и докладывались на Международных симпозиумах по слабым и электромагнитным взаимодействиям в ядрах (Дубна, 1992, Осака, 1995); 13-м международном симпозиуме по космическим лучам (CERN, 1992); Международной конференции по космическим лучам (Рим, 1995), 27-й Международной конференции по космическим лучам (Гамбург, 2001), 28-й Международной конференции по космическим лучам (Япония, 2003); Международной конференции "Neutrino98" (Япония, 1998), Международной конференции Neutrino2004 (Париж (Франция), 2004) и Neutrino2006 (Санта Фе (США), 2006); Международной школе "Частицы и Космология" (Баксан, 1995); сессиях РАН - 1982, 1983, 1992, 2004, 2007.

Публикации: Диссертация основана на 48 публикациях, из них 17-журнальные публикации, 13-опубликованные доклады на международных совещаниях и конференциях и 18-сообщения и препринты ОИЯИ и ИЯИ РАН, отправленные в arXiv: hep-ph.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из шести глав, заключения, включает 8 таблиц, 13 рисунков и библиографический список из 177 названий. Объем 270 стр.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении (Первой главе) кратко изложена постановка задачи, дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем и краткое содержание диссертации.

Во второй главе под названием: "Элементы стандартной модели электрослабых взаимодействий и ее некоторые расширения" в разделе - 2.1 "Элементы стандартной модели электрослабых взаимодействий и массы" даются необходимые элементы стандартной модели электрослабых взаимодействий. Показывается, что из-за левостороннего характера этого взаимодействия, т.е. киральной инвариантности, в этой модели массы у фермионов не могут генерироваться. Рассмотрение мы будем проводить для $U(1)$ теории.

Уравнение Дирака для $\psi = \psi_R + \psi_L$ в $U(1)$ теории имеет вид:

$$(E + \sigma_i H_i) \psi_L - M \psi_R = 0, \quad (E - \sigma_i H_i) \psi_R - M \psi_L = 0, \quad E = \epsilon - e A_4, \quad (1)$$

где $i = 1 - 3$, $H_i = P_i - e A_i$, σ_i - матрицы Паули.

То же самое уравнение в новых переменных, не учитывающее взаимодействие через A_μ , можно записать в виде:

$$(E' + \sigma_i P'_i) \psi_L - M' \psi_R = 0, \quad (E' - \sigma_i P'_i) \psi_R - M' \psi_L = 0. \quad (2)$$

Из (1) и (2) получаем ($\Delta M = M - M'$)

$$((E - E') + \sigma_i (H_i - P'_i)) \psi_L = \Delta M \psi_R, \quad ((E - E') - \sigma_i (H_i - P'_i)) \psi_R = \Delta M \psi_L, \quad (3)$$

что вклад взаимодействия через поле A_μ ведет к появлению разности масс ΔM , которая симметрична по отношению к правой и левой компонентам фермиона. Далее, используя (3), мы рассматриваем случай, когда во взаимодействии принимает участие только левая компонента спинора, как это имеет место в теории слабых взаимодействий. Тогда (3) можно переписать в виде:

$$((E - E') + \sigma_i(H_i - P'_i))\psi_L = 0, \quad 0 = \Delta M\psi_L, \quad (4)$$

т. к. ψ_L отличен от нуля в (4), то $\Delta M = 0$.

Итак, если только левая компонента спинора принимает участие во взаимодействии, то масса фермиона не должна меняться. Не представляет труда обобщить рассмотренный случай $U(1)$ теории на $SU(2)$ теорию, и мы приходим к выводу, что из-за того, что правая компонента спинора не принимает участия в слабых взаимодействиях, кварки и лептоны не могут получить массы в этих взаимодействиях.

Этот результат будет использоваться при анализе механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе. Далее приводятся элементы хиггсовского механизма, который используется для генерации масс частиц в этой модели.

В разделе 2.2 "Динамический аналог матриц Кабиббо-Кобаяши-Маскавы или динамическое расширение модели слабых взаимодействий" рассматривается динамический аналог матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (матрицы, приводящей к смешиванию кварков), т.е. расширение теории слабых взаимодействий, где появляются четыре пары тяжелых векторных носителей слабых взаимодействий $B^\pm, C^\pm, D^\pm, E^\pm$, приводящих к переходу между семействами кварков. Случаи смешивания двух и трех семейств соответственно рассматриваются в подразделах 2.2.1 и 2.2.2. Связь между углами смешивания $\theta, \beta, \gamma, \delta$ в матрицах Кабиббо-Кобаяши-Маскавы и массами и зарядами $B^\pm, C^\pm, D^\pm, E^\pm$ и W^\pm бозонов в приближении $q^2 \ll m_W^2$ имеет вид:

$$\tan \theta \cong \frac{m_W^2 g_B^2}{m_B^2 g_W^2}, \quad \tan \beta \cong \frac{m_W^2 g_C^2}{m_C^2 g_W^2}, \quad \tan \gamma \cong \frac{m_W^2 g_D^2}{m_D^2 g_W^2}, \quad \tan \delta \cong \frac{m_W^2 g_E^2}{m_E^2 g_W^2}. \quad (5)$$

Получены оценочные значения масс этих бозонов ($g_W^2 \cong g_B^2 \cong g_C^2 \cong g_D^2$):

$$m_{B^\pm} \cong 169.5 \div 171.8 \text{ GeV}; \quad m_{C^\pm} \cong 345.2 \div 448.4 \text{ GeV}; \quad (6)$$

$$m_{D^\pm} \cong 958.8 \div 1794 \text{ GeV}; \quad m_{E^\pm} \cong 4170 \div 4230 \text{ GeV}.$$

Для батавийского ускорителя (FNAL (USA) для реакции $p\bar{p}$) даны оценки сечений рождения этих бозонов (подраздел 2.2.3), даются реакции, в которых они проявляются. Даются оценки значения для ширины распадов векторных бозонов (подраздел 2.2.4).

Проводится расчет недиагонального массового члена при $\pi \leftrightarrow K$ мезонных переходах в рамках введенной модели (подраздел 2.2.5):

$$\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2 = f_\pi^2 m_\pi^2 G_B, \quad \frac{G_B}{\sqrt{2}} = \frac{g_B^2}{8m_B^2}. \quad (7)$$

Этот результат используется в главе 3 при рассмотрении осцилляции мезонов.

Для лептонного сектора также вводится динамический аналог матриц Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (матрицы, приводящей к смешиванию лептонов).

Исследовано место майорановского нейтрино в стандартной модели слабых взаимодействий с дираковскими фермионами и безнейтринный двойной бета-распад в рамках стандартных слабых взаимодействий (раздел 2.3).

Место майорановского нейтрино в стандартной модели слабых взаимодействий с дираковскими фермионами рассматривается в подразделе 2.3.1.

В литературе существует предположение, что нейтрино являются майорановскими, а не дираковскими частицами. При этом предлагаются две формулировки майорановского нейтрино: 1) нейтрино отличается от антинейтрино только проекцией спина и не имеет никакого сохраняющегося числа, и суммарное их состояние нормировано на единицу; 2) майорановское нейтрино есть суперпозиция (или сумма) состояний нейтрино и антинейтрино. Показано, что майорановские нейтрино можно подключить к стандартной модели только при нарушении глобальной и локальной калибровочной инвариантности (принцип калибровочной инвариантности является фундаментальным принципом). Это означает, что лептонные числа, вообще, не сохраняются. Кроме того, в первой формулировке, если мы подставим в стандартную модель майорановские нейтрино, то получаем результаты, которые не согласуются с имеющимися ускорительными экспериментальными данными по взаимодействию нейтрино. Итак, идея о том, что нейтрино являются майорановскими частицами, пока не находит ни теоретического, ни экспериментального подтверждения. Этот результат используется при анализе нейтринных осцилляций.

Видимо, наиболее простым и стандартным способом включения майорановских фермионов в стандартную модель является связывание пар дираковских фермионов ($\bar{\Psi}\Psi$) через нейтральный векторный бозон Z'^0 с парой майорановских фермионов ($\chi^M\chi^M$) через угол смешивания $\sin\Theta_M$. В принципе, также возможны прямые переходы дираковских нейтрино в майорановские нейтрино, если при высоких энергиях калибровочная инвариантность нарушается.

Далее в подразделе 2.3.2 рассматривается вопрос: возможна ли реализация майорановского нейтрино и безнейтринный двойной бета-распад в рамках стандартных слабых взаимодействий? Сначала дается введение в проблему майорановского нейтрино и далее в пункте "Майорановское нейтрино" проводится рассмотрение технических вопросов, связанных с введением майорановского нейтрино (уравнение Майораны, спиральности нейтрино, нормировка волновой функции).

В пункте под названием "Возможен ли безнейтринный двойной β распад в слабых взаимодействиях, если предположить, что нейтрино является майорановской частицей" подраздела 2.3.2 обсуждается возможность безнейтринного двойного бета-распада, если предположить, что нейтрино является майорановской частицей, как это обычно делается. Показано, что из-за того, что слабые взаимодействия являются кирально-инвариантными (нейтрино лево поляризовано, а антинейтрино право поляризовано), безнейтринный двойной бета-распад в рамках стандартных слабых взаимодействиях невозможен. Например, ядерный двойной бета-распад с рождением электрона будет происходить в следующем двойном переходе:

$$(Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e_1^- + \bar{\nu}_e, \quad (Z+1, A) \rightarrow (Z+2, A) + e_2^- + \bar{\nu}_e. \quad (8)$$

Если нейтрино майорановская частица, то мы можем два выше приведенных выражения переписать в следующем виде:

$$(Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e_1^- + \bar{\nu}_e((\Psi_{eL})^c) \rightarrow e_1^- + \bar{\nu}_e((\Psi_{eL})^c) + (Z+1, A) \rightarrow (Z+2, A) + e_1^- + e_2^-, \quad (9)$$

но для реализации второго процесса необходимо иметь нейтринное состояние $(\nu_e)\Psi_{eL}$

$$\nu_e(\Psi_{eL}) + (Z+1, A) \rightarrow (Z+2, A) + e_2^-, \quad (10)$$

но не нейтринное состояние $\bar{\nu}_e(\Psi_{eL})^c$ (ясно, что если слабые взаимодействия могли испускать нейтрино в суперпозиционном состоянии, то этот процесс мог бы реализо-

ваться). Так как в первой реакции рождается нейтринное состояние $(\Psi_{eL})^c$, а не Ψ_{eL} состояние, то их свертка $(\Psi_{eL})^c(\Psi_{eL})^c = 0$ дает ноль и поэтому выше-приведенная реакция в рамках слабых взаимодействий является запрещенной из-за киральной инвариантности

$$\nu_e(\Psi_{eL}) + (Z+1, A) \not\rightarrow (Z+2, A) + e_2^- \quad (11)$$

В разделе 2.4 даются выводы из главы 2.

В третьей главе "Феноменология смешивания и осцилляции мезонов" рассматривается схема (модель) смешивания и осцилляции мезонов. Описывается классификация кварковых семейств (раздел 3.1) и схема смешивания мезонов (раздел 3.2). Далее изучаются вакуумные осцилляции K^0 , $K_{1,2}^0$, D^0 , B^0 , $D_{1,2}^0$, $B_{1,2}^0$ -мезонов (разд. 3.3.) и дается развитие стандартной теории вакуумной осцилляции мезонов с учетом динамического двух-стадийного характера этого процесса. Отличие от стандартной теории вакуумной осцилляции возникает из-за учета наличия двух взаимодействий (сильных и слабых со своими характерными временами) при рождении кварков.

Процесс рождения K^0 , \bar{K}^0 мезонов можно рассматривать как квазистационарный процесс с характерным временем $\Delta t_{strong} \cong 10^{-23}$ сек. За это характерное время слабые взаимодействия будут нарушать странность и, в результате, массовая матрица K^0 , \bar{K}^0 станет недиагональной. Вероятность такого процесса есть:

$$W(t = \pi \Delta t_{strong}) = (1 - e^{-t/\Delta t_{weak}})/(1 - e^{-t/\Delta t_{strong}}) \simeq \pi \Delta t_{strong}/\Delta t \simeq \pi \cdot 10^{-15}, \quad (12)$$

где $1 - e^{-\frac{t}{\Delta t}}$ - вероятность распада квазистационарного состояния за характерное время $-\Delta t$. Так как за время $\Delta t_{strong} \cong 10^{-23}$ п.сек. с вероятностью $\pi \cdot 10^{-15}$ массовая матрица K^0 , \bar{K}^0 мезонов будет недиагональной, то для того чтобы определить, что будет происходить с квазистационарной системой, нужно диагонализировать массовую матрицу

$$\begin{pmatrix} m_{K^0 K^0} & m_{K^0 \bar{K}^0} \\ m_{\bar{K}^0 K^0} & m_{\bar{K}^0 \bar{K}^0} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} m_{K_1^0 K_1^0} & 0 \\ 0 & m_{K_2^0 K_2^0} \end{pmatrix}, \quad K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad (13)$$

$$m_{K_{1,2}^0 K_{1,2}^0} = m_{K^0 K^0} \pm m_{K^0 \bar{K}^0}, \quad m_{K^0 \bar{K}^0} = \frac{(m_{K_1^0 K_1^0} + m_{K_2^0 K_2^0})}{2},$$

и угол смешивания $\theta = \pi/4$, т.к. $m_{K^0 K^0} = m_{\bar{K}^0 \bar{K}^0}$. Видно, что собственными массовыми состояниями в этом случае будут состояния K_1^0 , K_2^0 и они будут рождаться с вероятностью $\pi \cdot 10^{-15}$, а в остальных случаях будут рождаться K^0 , \bar{K}^0 мезоны.

Что будет происходить в дальнейшем с K^0 , \bar{K}^0 мезонами, родившимися в сильных взаимодействиях из-за присутствия слабых взаимодействий, нарушающих странность? Странность будет нарушаться, в результате чего массовая матрица станет недиагональной. Диагонализация этой массовой матрицы приведет к возникновению состояний K_1^0 и K_2^0 . Далее, т.к. K^0 , \bar{K}^0 - мезоны родились и двигаются в вакууме и находятся на соответствующих массовых поверхностях, то состояния K^0 , \bar{K}^0 превратятся в суперпозиции K_1^0 и K_2^0 , и этот процесс должен быть динамическим (т.е. смешивания и осцилляции мезонов возникают из-за того, что сразу не могут рождаться собственные состояния слабых взаимодействий). В этом случае если смешиваются частицы разных масс, то смешивания или осцилляции происходят виртуально, т.е. со сходом с массовой поверхности соответствующей частицы.

На основе предложенного расширения стандартной теории смешивания и осцилляции мезонов проведен детальный анализ K^0 , \bar{K}^0 и K_1^0 , K_2^0 осцилляций. Рассчитанный

угол K_1^0, K_2^0 смешивания хорошо совпадает с измеренным на эксперименте углом смешивания. Отмечено, что совершенно аналогичным способом можно провести анализ осцилляции (смешивания) $D^0, B^0, D_{1,2}^0, B_{1,2}^0$ -мезонов.

Как пример виртуальных переходов (подраздел 3.3.1) рассматриваются $\gamma \leftrightarrow \rho^0$ переходы. Угол смешивания в этом случае определяется выражением

$$\cos\varphi = G/\sqrt{G^2 + e^2}, \quad (14)$$

где G и e - соответственно константы связи сильных и электромагнитных взаимодействий.

Проведено детальное изучение $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ смешивания (осцилляций) (раздел 3.4). Возможны два типа таких переходов: с изменением массы d кварка ($m_d \rightarrow m_s$) и без изменения массы d кварка (подраздел 3.4.1). В первом случае вероятность перехода определяется выражением

$$P(\pi \rightarrow K, t) = \sin^2 2\beta \sin^2((\pi t)/(\Delta m_{\pi K}^2 2p)), \quad (15)$$

где p - импульс π -мезона, m_K, m_π - массы K мезонов, $m_{\pi K}$ - недиагональный массовый член в массовой матрице, а

$$\sin^2(2\beta) = (2m_{\pi K})^2 / [(m_\pi - m_K)^2 + (2m_{\pi K})^2]. \quad (16)$$

Во втором случае вероятность $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ переходов определяется выражением

$$P(\pi \rightarrow K, t) = \sin^2[\pi t \Delta m_{\pi K}^2 / (2p)]. \quad (17)$$

Также вычислены вероятности вакуумных $\pi \leftrightarrow K$ переходов (осцилляций) с учетом π -мезонных распадов (подраздел 3.4.2). Такие переходы должны быть виртуальными, и для их наблюдения необходимо участие π мезона в сильных взаимодействиях для его перехода на массовую поверхность K мезона. Определены оптимальные расстояния для поиска таких переходов. В (подразделе 3.4.3) изучена кинематика процесса рождения K мезона для определения оптимальных энергий для наблюдения $\pi \leftrightarrow K$ переходов.

В разделе 3.5 даются выводы из главы 3.

В четвертой главе рассматривается феноменология смешивания и осцилляции нейтрино. Она включает разделы:

Раздел 4.1 "Лептонные числа" в котором приводится классификация лептонов и даются ограничения на законы сохранения лептонных чисел.

Раздел 4.2 "Стандартная схема смешивания нейтрино" в котором следуя установившейся традиции, рассматриваются смешивания нейтрино с помощью введения массового лагранжиана.

Раздел 4.3 "Вакуумные осцилляции нейтрино" посвящен развитию теории осцилляций нейтрино.

Автором предложены три схемы осцилляций нейтрино, две из которых принадлежат к схеме массовых смешиваний (параметры смешивания определяются через элементы массовой матрицы), а третья - к схеме зарядовых смешиваний (параметры смешивания определяются через константы связи слабых взаимодействий). Первая схема есть развитие стандартной теории нейтринных осцилляций.

Проведен анализ старой теории осцилляции нейтрино, построенной по аналогии с K^0, \bar{K}^0 осцилляцией. В этой теории осцилляции нейтрино являются реальными и

в случае, когда нейтрино имеют разные массы. Это является следствием предположения, что нейтрино сразу рождаются с нарушенными лептонными числами (т.е. в смешанном состоянии). Показывается, что такая возможность может реализоваться с малой вероятностью, и в этом случае рождаются ν_1, ν_2, ν_3 нейтрино, а не физически наблюдаемые нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ . Тогда, в основном, в слабых взаимодействиях рождаются физически наблюдаемые нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , далее, при движении этих нейтрино в вакууме, из-за присутствия взаимодействия, нарушающего лептонные числа, они превращаются в суперпозиции ν_1, ν_2, ν_3 нейтрино.

Делается заключение, что когда нейтрино имеют разные массы, то должна иметь место виртуальная осцилляция нейтрино. Этот вывод основан на том, что нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), рождающиеся в слабых взаимодействиях, находятся на своих массовых поверхностях, и если далее существует (действует) взаимодействие, нарушающее лептонные числа, т.е. имеет место осцилляция нейтрино, то это будет происходить без схода с массовой поверхности (т.е. осцилляция будет виртуальной), по аналогии с $\gamma - \rho^0$ переходами в модели векторной доминантности.

В старой теории осцилляции нейтрино предполагалось, что нейтрино сразу рождаются в суперпозиционных состояниях, тогда сразу должны рождаться ν_1, ν_2 , а не ν_e, ν_μ нейтрино. Но эксперимент это не подтверждает. Надо также отметить, что в квантовой механике частицы являются волновыми пакетами и должны расплываться за время $\Delta t \sim \frac{L_{cohe}}{c}$ ($L_{cohe} \cong \frac{4E_\nu^2 \Delta x}{\Delta m^2}$, Δm^2 - разность квадрата масс нейтрино, находящихся в суперпозиционных состояниях, а Δx - размер области рождения нейтрино). Кроме того, предполагалось, что нейтрино не имеют определенной массы и при осцилляции частицы переходят друг в друга реально. На самом деле массы ν_e, ν_μ, ν_τ выражаются через массы ν_1, ν_2, ν_3 . К чему это приводит? Если лептонные числа нарушаются, то более тяжелая частица может распадаться на более легкую частицу и плюс еще что-то, например: $\nu_e \rightarrow \nu_\tau = \nu_e + \dots$, в результате мы получаем из вакуума энергию равную разности энергий $\Delta E = E_{\nu_\tau} - E_{\nu_e} \simeq m_{\nu_\tau} - m_{\nu_e}$. Необходимо избавиться от этих недостатков и переформулировать теорию осцилляции в рамках теории элементарных частиц, где частицы могут распадаться, но не расплываться как волновые пакеты.

По указанным выше причинам появилась необходимость в развитии этой квантово-механической теории осцилляции и формулировании ее в рамках физики элементарных частиц.

При рождении ν_e и ν_μ нейтрино массовая матрица имеет диагональный вид. Затем, из-за присутствия взаимодействия, нарушающего лептонные числа, в массовой матрице появляются недиагональные члены, и эта матрица приобретает недиагональный вид:

$$\begin{pmatrix} m_{\nu_e} & 0 \\ 0 & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & m_{\nu_e \nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu \nu_e} & m_{\nu_\mu} \end{pmatrix}, \quad (18)$$

тогда массовый лагранжиан этих нейтрино дается выражением

$$\mathcal{L}'_M = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu) \begin{pmatrix} m_{\nu_e \nu_e} & m_{\nu_e \nu_\mu} \\ m_{\nu_\mu \nu_e} & m_{\nu_\mu \nu_\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}. \quad (19)$$

В результате диагонализации этой матрицы получаем состояния ν_1, ν_2 , а состояния ν_e, ν_μ становятся суперпозиционными состояниями этих нейтрино и описываются выражениями $\nu_e = \cos\theta\nu_1 + \sin\theta\nu_2$, $\nu_\mu = -\sin\theta\nu_1 + \cos\theta\nu_2$, а их массы m_1, m_2 и угол смешивания θ даются

$$m_{1,2} = \frac{1}{2} \left[(m_{\nu_e \nu_e} + m_{\nu_\mu \nu_\mu}) \pm \left((m_{\nu_e \nu_e} - m_{\nu_\mu \nu_\mu})^2 + 4m_{\nu_e \nu_\mu}^2 \right)^{1/2} \right], \quad (20)$$

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2m_{\nu_e \nu_\mu}}{(m_{\nu_\mu \nu_\mu} - m_{\nu_e \nu_e})}, \quad \begin{pmatrix} m_{\nu_1} & 0 \\ 0 & m_{\nu_2} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Выражение для $\sin^2 2\theta$ угла смешивания есть: $\sin^2 2\theta = \frac{(2m_{\nu_e \nu_\mu})^2}{(m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2 + (2m_{\nu_e \nu_\mu})^2}$. А вероятность $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ переходов определяется выражением

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, l) = \sin^2 2\theta \sin^2(\pi(m_2^2 - m_1^2)/2p), \quad (22)$$

где предполагается, что $p \gg m_1, m_2$; $E_k \simeq p + m_k^2/2p$.

В 4.3.1 обсуждается стандартная схема вакуумных осцилляций и ее развитие. Если мы рассматриваем переход ν_e - нейтрино в ν_μ - нейтрино, то

$$\sin^2 2\theta = 4m_{\nu_e \nu_\mu}^2 / [(m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu})^2 + 4m_{\nu_e \nu_\mu}^2], \quad (23)$$

Отметим, что выражение (23) можно получить из формулы Брейта-Вигнера

$$P \sim (\Gamma/2)^2 / [(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2], \quad (24)$$

при замене $E = m_{\nu_e}$, $E_0 = m_{\nu_\mu}$, $\Gamma/2 = 2m_{\nu_e \nu_\mu}$, где $\Gamma/2 \equiv W(\dots)$ есть ширина $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переходов, тогда мы можем использовать стандартные методы для расчета этой величины.

Как мы можем понять этот $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ переход? Если $2m_{\nu_e \nu_\mu} = \frac{\Gamma}{2}$ отлично от нуля, то это означает, что средняя масса ν_e - нейтрино есть m_{ν_e} , и эта масса распределена по формуле $\sin^2 2\beta$ (или по формуле Брейта - Вигнера), и вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ перехода отлична от нуля и определяется массами ν_e - и ν_μ -нейтрино и $m_{\nu_e \nu_\mu}$, и она рассчитывается в рамках стандартного метода, как это отмечалось выше. Тогда недиагональный массовый член $m_{\nu_e \nu_\mu}$ есть ширина перехода между ν_e и ν_μ нейтрино. Это есть решение проблемы происхождения угла смешивания в теории вакуумных осцилляций нейтрино (частиц) в схеме массовых смешиваний.

Для случая трех типов нейтрино при рассмотрении смешивания и осцилляций нейтрино удобно использовать параметризацию матрицы смешивания V в виде предложенной Майяни, и тогда ($c_y = \cos y$, $s_y = \sin y$, $y = \theta, \beta, \gamma$):

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_\gamma & s_\gamma \\ 0 & -s_\gamma & c_\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & 0 & s_\beta \exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_\beta \exp(i\delta) & 0 & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\theta & s_\theta & 0 \\ -s_\theta & c_\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (25)$$

$c_{e\mu} = \cos \theta$, $s_{e\mu} = \sin \theta$; $c_{e\tau} = \cos \beta$, $s_{e\tau} = \sin \beta$; $c_{\mu\tau} = \cos \gamma$, $s_{\mu\tau} = \sin \gamma$; $\exp(i\delta) = \cos \delta + i \sin \delta$. В нашем приближении значение величины δ можно считать равным нулю.

Выражения для углов смешивания нейтрино, описываемые через параметры массовой матрицы, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} s_{e\mu} &= \sin \theta = 1/\sqrt{2}[1 - |m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e}| / \sqrt{(m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e})^2 + (2m_{\nu_e \nu_\mu})^2}], & c_{e\mu}^2 &= 1 - s_{e\mu}^2; \\ s_{e\tau} &= \sin \beta = 1/\sqrt{2}[1 - |m_{\nu_\tau} - m_{\nu_e}| / \sqrt{(m_{\nu_\tau} - m_{\nu_e})^2 + (2m_{\nu_e \nu_\tau})^2}], & c_{e\tau}^2 &= 1 - s_{e\tau}^2; \\ s_{\mu\tau} &= \sin \gamma = 1/\sqrt{2}[1 - |m_{\nu_\tau} - m_{\nu_\mu}| / \sqrt{(m_{\nu_\tau} - m_{\nu_\mu})^2 + (2m_{\nu_\mu \nu_\tau})^2}], & c_{\mu\tau}^2 &= 1 - s_{\mu\tau}^2. \end{aligned} \quad (26)$$

В рамках этой схемы возникает система следующих 6-и уравнений (предполагается, что углы смешивания и разность квадрата масс известны и определяются в эксперименте):

$$\sin^2 2\theta_{ij} = \frac{4m_{\nu_i \nu_j}^2}{(m_{\nu_i} - m_{\nu_j})^2 + 4m_{\nu_i \nu_j}^2}, \quad j > i; \quad i, j = e, \mu, \tau$$

$$\begin{aligned}
\Delta m_{21}^2 &= m_2^2 - m_1^2 = (m_{\nu_\mu} + m_{\nu_e})\sqrt{(m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e})^2 + (2m_{\nu_e\nu_\mu})^2}, \\
\Delta m_{31}^2 &= m_3^2 - m_1^2 = (m_{\nu_\tau} + m_{\nu_e})\sqrt{(m_{\nu_\tau} - m_{\nu_e})^2 + (2m_{\nu_e\nu_\tau})^2}, \\
\Delta m_{32}^2 &= m_3^2 - m_2^2 = (m_{\nu_\tau} + m_{\nu_\mu})\sqrt{(m_{\nu_\tau} - m_{\nu_\mu})^2 + (2m_{\nu_\mu\nu_\tau})^2}.
\end{aligned} \tag{27}$$

из решения которых мы получим 3 значения массы нейтрино и 3 значения недиагональных массовых членов.

Длины осцилляций нейтрино определяются выражением (где $E = pc$ - энергия нейтрино)

$$L_o(k, j) = 2\pi 2E / |m_k^2 - m_j^2|, \quad k \neq j; \quad k = 1 \div 3. \tag{28}$$

В подразделе 4.3.2 обсуждаются осцилляции нейтрино в схеме массовых смешиваний без изменения массы нейтрино при смешиваниях.

В схеме массовых смешиваний без изменения массы нейтрино при смешиваниях матрица V , аналогичная матрице Кабиббо - Кобаяши - Маскавы, имеет такой же вид, как матрица V в выражении (25), с параметрами (углы смешивания являются максимальными):

$$\begin{aligned}
c_{e\mu} &= \cos \theta = 1/\sqrt{2}; \quad s_{e\mu} = \sin \theta = 1/\sqrt{2}; \quad c_{e\tau} = \cos \beta = 1/\sqrt{2}; \\
s_{e\tau} &= \sin \beta = 1/\sqrt{2}; \quad c_{\mu\tau} = \cos \gamma = 1/\sqrt{2}; \quad s_{\mu\tau} = \sin \gamma = 1/\sqrt{2}; \quad \exp(i\delta) = 1.
\end{aligned} \tag{29}$$

Как и в предыдущем случае, в нашем приближении угол, связанный с CP нарушением, можно считать равным нулю.

В этом случае имеем следующие 3 выражения для удвоенных углов смешивания:

$$\sin^2 2\theta = \sin^2 2\beta = \sin^2 2\gamma = 1, \tag{30}$$

так как в этом случае нейтрино не переходят на массовые поверхности при смешивании, то выражения (30) не связаны с массами нейтрино. Поэтому для определения 6-и параметров массовой матрицы у нас имеются только следующие три уравнения (предполагается, что разности квадратов масс определяются из эксперимента):

$$\Delta m_{21}^2 = 4m_{\nu_e}m_{\nu_\mu}, \quad \Delta m_{31}^2 = 4m_{\nu_e}m_{\nu_\tau}, \quad \Delta m_{32}^2 = 4m_{\nu_\mu}m_{\nu_\tau}. \tag{31}$$

Таким образом, мы можем получить значения недиагональных членов массовой матрицы (т. е. ширин переходов), но у нас нет никакой возможности получить значения масс физически наблюдаемых нейтрино.

В подразделе 4.3.3 обсуждается схема нейтринных смешиваний через заряды (константы связи слабых взаимодействий). Более детальное рассмотрение этого вопроса дано в Приложении А. Схема нейтринных смешиваний через константы связи слабых взаимодействий может реализовываться путем смешивания полей нейтрино по аналогии с перемешиванием полей в модели векторной доминантности ($\gamma - \rho^0$ и $Z^0 - \gamma$ смешивания), как это имеет место в стандартной модели. В случае двух типов нейтрино ν_e, ν_μ их смешанные состояния ν'_e, ν'_μ будут иметь следующий вид:

$$\nu'_e = \cos \theta \nu_e + \sin \theta \nu_\mu, \quad \nu'_\mu = -\sin \theta \nu_e + \cos \theta \nu_\mu. \tag{32}$$

В этом случае мы также можем ввести матрицу, аналогичную матрицам Кабиббо - Кобаяши - Маскавы. Для этого, как и в предыдущих случаях, мы будем выбирать параметризацию матрицы смешивания V в виде, предложенном Майяни:

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_\gamma & s_\gamma \\ 0 & -s_\gamma & c_\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & 0 & s_\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_\beta & 0 & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\theta & s_\theta & 0 \\ -s_\theta & c_\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{33}$$

$$c_{e\mu} = \cos \theta, s_{e\mu} = \sin \theta = \frac{g_{\nu_e}}{\sqrt{g_{\nu_e}^2 + g_{\nu_\mu}^2}}, c_{e\tau}^2 + s_{e\tau}^2 = 1; \quad c_{e\tau} = \cos \beta, c_{e\tau}^2 + s_{e\tau}^2 = 1$$

$$s_{e\tau} = \sin \beta = \frac{g_{\nu_e}}{\sqrt{g_{\nu_e}^2 + g_{\nu_\tau}^2}}; \quad c_{\mu\tau} = \cos \gamma, \quad s_{\mu\tau} = \sin \gamma = \frac{g_{\nu_e}}{\sqrt{g_{\nu_\mu}^2 + g_{\nu_\tau}^2}}, c_{\mu\tau}^2 + s_{\mu\tau}^2 = 1.$$

Так как заряды слабых взаимодействий $g_{\nu_e}, g_{\nu_\mu}, g_{\nu_\tau}$ (мы предполагаем, что заряды, которые нарушают лептонные числа, близки к слабым зарядам нейтрино) ν_e, ν_μ, ν_τ нейтрино почти равны, т. е. $g_{\nu_e} \simeq g_{\nu_\mu} \simeq g_{\nu_\tau}$, то углы смешивания будут близки к максимальным углам:

$$\sin \theta \simeq g_{\nu_e} / \sqrt{g_{\nu_e}^2 + g_{\nu_\mu}^2} \simeq \sin \beta \simeq \sin \gamma \simeq 1/\sqrt{2}. \quad (34)$$

Как подчеркивалось выше, схемы массовых смешиваний не имеют динамического обоснования, в отличие от рассматриваемой схемы, но эти схемы можно объединить, если массы нейтрино имеют следующий вид:

$$m_{\nu_i} = g_i v, \quad i = e, \mu, \tau, \quad (35)$$

где v есть константа, подобно константе хиггсовского механизма. И тогда решается проблема динамического обоснования этих схем.

Для случая трехнейтринных смешиваний (осцилляций) вычислены выражения для волновых функций в трех случаях: с CP нарушением ($\delta \neq 0$), без CP нарушения ($\delta = 0$) и в случае, когда прямые $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ переходы отсутствуют - $\beta(\theta_{13}) = 0$. Также получены выражения для вероятностей нейтринных переходов (осцилляций) для случая, когда CP нарушение отсутствует, и в случае, когда прямые $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ переходы отсутствуют. Они приведены в Приложении Б. Выражение для вероятности $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(t)$ перехода $\nu_e \leftrightarrow \nu_e$ имеет следующий вид ($R = ct$, а L_{ij} определяется выражением (28)):

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(t) = 1 - \cos^4(\beta) \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1}{2}R/L_{12}\right) -$$

$$\cos^2(\theta) \sin^2(2\beta) \sin^2\left(\frac{1}{2}R/L_{13}\right) - \sin^2(\theta) \sin^2(2\beta) \sin^2\left(\frac{1}{2}R/L_{23}\right). \quad (36)$$

Эти выражения предназначены для использования при анализе экспериментальных данных при трехнейтринных осцилляциях.

Возникает вопрос: какая из рассмотренных схем реализуется на самом деле? Очевидно, ответ на этот вопрос должен дать эксперимент.

Раздел 4.4 посвящен изучению и анализу вакуумных нейтринных осцилляций в ускорительных, реакторных и атмосферных экспериментах.

Вакуумные осцилляции нейтрино изучаются в ускорительных, реакторных экспериментах и в экспериментах с атмосферными нейтрино, а также в экспериментах с солнечными нейтрино, которые будут рассматриваться в 6-й главе.

Подраздел 4.4.1 посвящен изучению вакуумных осцилляций нейтрино в ускорительных экспериментах. Пучки нейтрино, в основном ν_μ , получаемые в ускорителях, имеют энергии до нескольких сотен Гэв. Такие высокоэнергичные нейтрино позволяют провести как поиск осцилляций нейтрино по недостающим нейтрино, т.е. по уменьшению потока первичных нейтрино ν_μ , так и прямой поиску осцилляций нейтрино, т.е. соответствующих лептонов e, τ , которые будут рождаться в результате квазиупругого взаимодействия осциллирующего нейтрино в детекторах, расположенных на разных расстояниях от источника. Рассмотрены практически все проведенные ускорительные эксперименты (перечень экспериментов вместе с полученными

данными см в тексте диссертации). В этих ускорительных экспериментах осцилляции нейтрино не обнаружены за исключением K2K, где наблюдался недостаток ν_μ нейтрино, который согласуется с данными по атмосферным нейтрино, полученными в Super-Kamiokande.

В подразделе 4.4.2 изучаются вакуумные осцилляции нейтрино в реакторных экспериментах.

При радиоактивных распадах урановой группы ^{238}U , ^{235}U и др. в реакторах излучаются потоки $\bar{\nu}_e$. Эти $\bar{\nu}_e$ от реакторов детектируются на разных расстояниях от реактора через реакцию $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ с целью обнаружения вакуумных осцилляций нейтрино. Такие эксперименты проводились и продолжают проводиться на многих крупных реакторах в мире: в Госгене, ILL в Гренобле, в Бюже, в Саванно-Ривер, в Ровно, в Чууз (CHOOZ (Франция), детектор расположен на расстоянии 1020 м), в Пало Верди (Palo Verde (США), детектор расположен на расстоянии 890 м). В этих экспериментах никаких указаний на наличие смешивания или осцилляции антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) не было обнаружено.

В эксперименте KamLAND (Япония), где обнаружен недостаток $\bar{\nu}_e$, наблюдение нейтрино строится на реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ с порогом $E_{\text{thre}}^{p\bar{\nu}} = 1.8 \text{ MeV}$ и захвате n с излучением γ с энергией 2.2 MeV. В качестве детектора используется жидкий сцинтиллятор весом 1000 т (триметилбензин). Как источники антинейтрино используются реакторы, расположенные вокруг детектора на разных расстояниях, с средним расстоянием $\bar{R} \cong 180 \text{ км}$. Время экспозиции 162 тонн-год. Число наблюдаемых событий 54 (вместо $86,8 \pm 5,6$) $\frac{N_{\text{observed}}}{N_{\text{expected}}} = 0,611 \pm 0,085(\text{stat}) \pm 0,041(\text{syst})$. Наилучшая подгонка $\sin^2 2\theta = 1,0$, $\Delta m^2 = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ (ср. с данными по Солнцу $\sin^2 2\theta = 0,833$, $\Delta m^2 = 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$).

В подразделе 4.4.3 изучаются осцилляции атмосферных нейтрино.

Высокоэнергичные атмосферные нейтрино, прошедшие сквозь Землю, регистрируются детекторами, расположенными глубоко под землей для отсекающего фона. Так как нейтрино имеют высокие энергии, то могут рождаться соответствующие лептоны (e, μ, τ), и поэтому осцилляцию нейтрино в этих экспериментах можно искать по недостающим нейтрино (т.е. по уменьшению ожидаемого потока нейтрино), и по непосредственному рождению других типов лептонов, связанных с осцилляцией нейтрино ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_\tau$).

Эксперименты по поиску осцилляций атмосферных нейтрино проводятся во всех крупных подземных установках во всем мире. Мы рассмотрим только те эксперименты, которые дают указания на существование осцилляций нейтрино. Наиболее известными из них являются Камиоканде и IMB.

В эксперименте в Камиоканде получено, что отношение потока атмосферных ν_μ и ν_e порядка единицы $P(\nu_\mu/\nu_e) \cong 1$, в то время как расчеты дают $P(\nu_\mu/\nu_e) \cong 1.60 \div 1.62$. По последним данным, опубликованным в Super-Kamiokande по атмосферным нейтрино, получены следующие значения для параметров смешивания:

$$\sin^2 2\theta = 1, \quad \Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2. \quad (37)$$

В разделе 4.5 даются выводы из главы 4.

Пятая глава посвящена изучению осцилляции нейтрино в веществе. В ней рассматривается теория резонансной осцилляции нейтрино в веществе (эффект МСВ), полученная из уравнения Вольфенштейна. Дается критический анализ уравнения Вольфенштейна и показывается, что этот эффект не может реализоваться без нару-

шения закона сохранения энергии-импульса. Далее рассматривается схема усиления осцилляции нейтрино разных масс в веществе, черенковский эффект генерированный в слабых взаимодействиях, и способ оценки массы нейтрино.

В разделе 5.1 рассматривается механизм резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе и проводится критический анализ уравнения Вольфенштейна.

В подразделе 5.1.1 приводится теория резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе и изучается механизм ее работы.

Уравнения Вольфенштейна для нейтрино в веществе есть:

$$i \frac{d\nu_F}{dt} = (p\hat{I} + \frac{\hat{M}^2}{2p} + \hat{W})\nu_F, \quad \nu_F = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}; \quad \hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (38)$$

где p, \hat{M}^2, \hat{W} - импульс, квадрат массовой матрицы нейтрино в вакууме и матрица, учитывающая взаимодействия нейтрино с веществом. Из этого уравнения получено резонансное усиление осцилляции нейтрино в веществе, которое получило название МСВ-эффект. Это уравнение является лево-право симметричным уравнением для спинорных функций. В нем присутствует член \hat{W} , возникающий от слабых взаимодействий (вклад W -бозонов), который содержит только левое взаимодействие спиноров (нейтрино) через W бозон, который подставляется в лево-право симметричное уравнение без учета его левого происхождения. Зависимость параметра смешивания $\sin^2 2\theta_m$ от энергии нейтрино или плотности среды имеет резонансный характер и дается выражением $\sin^2 2\theta_m = \sin^2 2\theta \cdot [(\cos \theta - L_0/L^0)^2 + \sin^2 2\theta]^{-1}$, где θ - вакуумный угол смешивания, а θ_m -угол смешивания в веществе, $L_0 = 4\pi p / |m_1^2 - m_2^2|$, $E = pc$, $L^0 = 2\pi W^{-1} = 2\pi(\sum_i \Delta f(0)N_i/p)^{-1}$. При резонансе

$$\cos 2\theta \cong L_0/L^0, \quad \sin^2 2\theta_m \cong 1, \quad \theta_m \cong \pi/4. \quad (39)$$

Подраздел 5.1.2 посвящен критическому анализу уравнения Вольфенштейна, из которого получено резонансное усиление осцилляции нейтрино. Как видно из этого уравнения и его решения, для существования эффекта усиления осцилляции нейтрино в веществе необходимо, чтобы результат от взаимодействия нейтрино с веществом сводился к изменению эффективной массы ν_e нейтрино. Если эффективная масса ν_e нейтрино будет расти в веществе за счет вклада гипотетического взаимодействия и $m_{\nu_e} \cong m_{\nu_\mu}$, то угол смешивания θ будет порядка $\theta \cong \frac{\pi}{4}$. В связи с этим интересно будет проследить, может ли вклад слабых взаимодействий нейтрино в веществе привести к изменению эффективной массы ν_e ? При учете взаимодействия массовый лагранжиан можно записать в виде (M_0 -масса без учета взаимодействия) $2L_M = -\bar{\Psi}M_0\Psi - \bar{\Psi}M_{ef}\Psi = -\bar{\Psi}(M_0 + M_{ef})\Psi = -\bar{\Psi}M'\Psi$. Определим теперь массовый лагранжиан фермиона (нейтрино) с учетом того, что правая компонента фермиона (нейтрино) не принимает участия в (слабых) взаимодействиях. Тогда массовый лагранжиан фермиона (нейтрино) будет иметь вид $L_M = -\bar{\Psi}M_0\Psi - \bar{\Psi}_L M_{ef}\Psi_R - \bar{\Psi}_R M_{ef}\Psi_R$. Так как $\bar{\Psi}_R, \Psi_R$ не принимают участия в слабых взаимодействиях, то получаем (см также главу 2):

$$L_M = -\bar{\Psi}M_0\Psi + 0; \quad M = M_0. \quad (40)$$

Итак, слабые взаимодействия (обмен W - бозоном) не могут давать вклады в массовый лагранжиан. И тогда мы видим, что это уравнение есть уравнение, которое включает в себя член \hat{W} , происходящий не от слабых взаимодействий, а от гипотетических лево-право симметричных взаимодействий. И получаемый эффект резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе связан именно с этими гипотетическими лево-право симметричными взаимодействиями.

В подразделе 5.1.3 рассмотрено поведение нейтрино с гипотетическими лево-право-

симметричными слабыми взаимодействиями и появление резонансного усиления осцилляции нейтрино в веществе.

Уравнение Вольфенштейна было получено в предположении, что нейтрино ведет себя в веществе по аналогии с фотоном в веществе с коэффициентом преломления - n . Тогда скорость света c' в веществе есть $c' = \frac{c}{n}$ и зависит от характеристик вещества. Так как лево-право симметричные взаимодействия ведут к поляризации вещества, значит, определенная часть энергии и импульса заряженной массивной частицы идут на поляризацию вещества. Тогда законы сохранения энергии и импульса для заряженной массивной частицы можно записать в следующем виде: $E_0 = E + E_{\text{matt}}$, $p_0 = p + p_{\text{matt}}$, где E_0, p_0 - первичная энергия и импульс заряженной частицы; $E, p, E_{\text{matt}}, p_{\text{matt}}$ - соответственно энергия и импульс заряженной частицы в веществе и энергия и импульс, идущие на поляризацию вещества.

Показано, что гипотетические лево-право симметричные слабые взаимодействия могут генерировать массы нейтрино. Тогда, так как эффективная масса нейтрино в веществе с таким гипотетическим взаимодействием изменяется, то и его скорость также изменяется в соответствии с законом сохранения энергии-импульса в зависимости от плотности вещества. И различные типы нейтрино будут иметь эффективные массы, зависящие от плотности вещества. Тогда при подходящих плотностях вещества различные типы нейтрино будут иметь одинаковые эффективные массы и скорости, это приведет к резонансному усилению осцилляции нейтрино. Итак, из уравнения Вольфенштейна с лево-право - симметричным взаимодействием возникает резонансное усиление осцилляции нейтрино в веществе.

Из аналогии с электродинамикой мы также видим, что так как этот процесс (поляризация вещества) является упругим, то это резонансное усиление исчезает бесследно, когда нейтрино выходит из вещества (Солнца) в вакуум, так как энергия и импульс нейтрино в вакууме восстанавливаются. Такой же результат получается из выражения угла смешивания в веществе $\sin^2 2\theta_m = \sin^2 2\theta \cdot [(\cos 2\theta - \frac{L_0}{L})^2 + \sin^2 2\theta]^{-1}$, которое переходит в угол смешивания в вакууме $\sin^2(2\theta)$, когда нейтрино выходит в вакуум из вещества, так как в вакууме $\frac{L_0}{L} \rightarrow 0$. Отсюда мы приходим к заключению: поведение нейтрино в гипотетическом веществе с лево-право симметричным взаимодействием похоже на поведение фотона или заряженной частицы в веществе (эффективная масса и импульс в веществе меняются). Но нейтрино в веществе не ведут себя аналогично вектору поляризации фотона, который вращается в веществе, как это предполагается в работах Михеева С.П., Смирнова и др. авторов. Т. е. при выходе из вещества нейтрино переходит в свое первоначальное состояние.

Возникает вопрос: может ли реальное нейтрино вести себя в веществе как фотон или массивная заряженная частица? Тогда будет возникать резонансное усиление осцилляции нейтрино.

Этот вопрос обсуждается в подразделе 5.1.4 под названием "Реальные нейтрино в веществе и невозможность реализации механизма резонансного усиления осцилляции нейтрино".

Так как стандартные слабые взаимодействия не могут генерировать массы, эффективная масса нейтрино при его прохождении в веществе не изменяется. Законы сохранения энергии и импульса нейтрино имеют следующий вид (мы принимаем во внимание только поляризацию вещества):

$$a) E_0 = E + W, \quad b) p_0 = p + W\beta. \quad (41)$$

где E_0, p_0, E, p - соответственно энергия и импульс нейтрино в вакууме и в веществе, W - энергия поляризации вещества нейтрино, $\beta = \frac{v}{c}$. Очевидно, что поляризация

(реакция) в веществе перемещается со скоростью β , равной скорости нейтрино. Подставляя выражение б) в а) и возведя его в квадрат, получим выражение:

$$\sqrt{p_0^2 + m_0^2} = \sqrt{(p_0 - W\beta)^2 + m_0^2} + W \rightarrow W[(1 - \beta^2)W - 2\sqrt{p_0^2 + m_0^2} + 2p_0\beta] = 0, \quad (42)$$

которое разрешается, только если (очевидно, если $m_0 = 0$, то $\beta = 1$) $m_0 = 0$ или $W = 0$. Требование выполнения закона сохранения энергии и импульса для слабо взаимодействующей частицы в веществе приводит к заключению, что или

$$m_0 = 0, \text{ тогда } W \neq 0, \text{ или если } m_0 \neq 0 \text{ то } W = 0. \quad (43)$$

Это означает, что энергия поляризации вещества массивным нейтрино W должна быть нулевой, т.е. $W = 0$, в отличие от поведения массивной заряженной частицы в электродинамике. Так как уравнение Вольфенштейна есть уравнение для массивных нейтрино, то W должна быть равна нулю. Поэтому усиления осцилляции нейтрино в веществе не должны возникать. В обратном случае, когда $m_0 = 0$, W может отличаться от нуля, но, как хорошо известно, безмассовые нейтрино не могут осциллировать. Промежуточный случай, когда одни нейтрино массивные, а другие нейтрино безмассовые, не представляет интерес, т.к. неясно, каким образом нейтрино, имеющие слабый заряд, могут быть безмассовыми.

Итак, мы приходим к заключению: резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе в рамках стандартных слабых взаимодействий не может возникать без нарушения закона сохранения энергии-импульса. Тогда, так как энергия W взаимодействия нейтрино с веществом отлична от нуля, то W должна пойти на изменение кинетической энергии, а не массы нейтрино (см. ниже конец этого раздела).

Мы можем заключить, что проведенный нами теоретический анализ не дает указание на то, что механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе реализуется. Если бы даже этот механизм мог реализоваться, то это усиление невозможно было бы наблюдать, так как оно должно исчезать при выходе нейтрино из вещества, так как этот процесс является чисто упругим. Резонансная конверсия нейтрино в веществе с рождением чистого ν_2 состояния напрямую не может реализовываться, так как в этих взаимодействиях не может рождаться чистое ν_2 состояние (ν_2 не является собственным состоянием стандартных слабых взаимодействий).

Кроме того, в уравнении (38) содержится существенное упущение: не учтен закон сохранения импульса. Предполагается, что энергия нейтрино в веществе изменится, а его импульс остается неизменным. Тогда вся энергия взаимодействия нейтрино с веществом перекачивается на изменение эффективной массы нейтрино. Можно ли всю энергию взаимодействия нейтрино с веществом перевести (перекачать) на изменение эффективной массы нейтрино? К какому результату мы приходим в этом случае? Условие резонанса из выражения (39) можно переписать в виде

$$E_\nu^{res} = \Delta m^2 \cos 2\theta / 2W \rightarrow \Delta m^2 = 2E_\nu^{res} W / \cos 2\theta. \quad (44)$$

Если мы рассматриваем $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ переходы и будем использовать следующие данные из KamLAND (S. Abe et al., hep-ph/0801.4589v2, 2008): $\theta = 36.8^\circ$, $\Delta m_{21}^2 = 7.58(+0.14, -0.13)(stat) \pm 0.15(syst) \times 10^{-5} eV^2$, тогда при $W^{Sun, res} = 5 \times 10^{-12} eV$ ($n_e^{res} = 63.8 n_o$) из (44) получим величину резонансной энергии электронного нейтрино $E_\nu^{res} = 2.14 \times 10^6 eV = 2.14 MeV$. В этом случае квадрат массы ν_1 нейтрино изменится на величину $\Delta m_{21}^2 = 7.58 \times 10^{-5} eV^2$ ($m_2 > m_1$), т.е. эффективная масса ν_1 нейтрино будет

$$m_{1, eff}^2 \simeq m_1^2 + 7.58 \times 10^{-5} eV^2. \quad (45)$$

Добавочный вклад к квадрату массы ν_l нейтрино, равный $7.58 \times 10^{-5} eV^2$, возник в результате взаимодействия нейтрино в веществе с энергией $W^{Sun, res} = 5 \times 10^{-12} eV$. При этом $m_{1, matt}^2 \approx m_2^2$ (в действительности должно выполняться равенство $m_{\nu_e}^{matt} \approx m_{\nu_\mu}$). Т.е. первичное ультрарелятивистское электронное нейтрино с энергией $E_\nu = 2.14 \times 10^6 eV$ в результате взаимодействия с веществом с энергией $W^{Sun, res} = 5 \times 10^{-12} eV$ получило приращение к массе, равное $\delta m \approx \sqrt{7.58 \times 10^{-5} eV} = 0.87 \times 10^{-2} eV$. В таком случае, так как это взаимодействие движется вместе с электронным нейтрино, то энергия этого нейтрино должна была измениться на $\Delta E_\nu \approx \delta m \gamma$, а не на $W^{Sun, res}$ (где $\gamma = \frac{E_\nu}{m_\nu}$ и $v \simeq c$ - скорость нейтрино). Очевидно, что от мизерной энергии поляризации $W^{Sun, res} = 5 \times 10^{-12} eV$ невозможно получить приращение массы на величину $\delta m \approx \sqrt{7.58 \times 10^{-5} eV} = 0.87 \times 10^{-2} eV$ без сильного нарушения закона сохранения энергии-импульса. Почему мы получили такой результат? Это связано с тем, что при решении этого уравнения вся энергия взаимодействия нейтрино с веществом перекачивается на массу нейтрино, а кинетическая часть энергии ультрарелятивистского нейтрино остается без изменения. Но, в общем случае, мы должны поделить эту энергию взаимодействия (поляризации) на ту часть, которая идет на изменение эффективной массы нейтрино, и на ту часть, которая идет на изменение кинетической энергии. Тогда если энергия взаимодействия с веществом является постоянной величиной, как в нашем случае, то чем больше будет энергия нейтрино, тем меньше будет изменение эффективной массы нейтрино. Расчёт такого процесса нужно производить с учетом закона сохранения энергии-импульса. Такой расчёт показал, что в этом случае не возникает сколь нибудь заметное усиление осцилляций нейтрино в солнечном веществе.

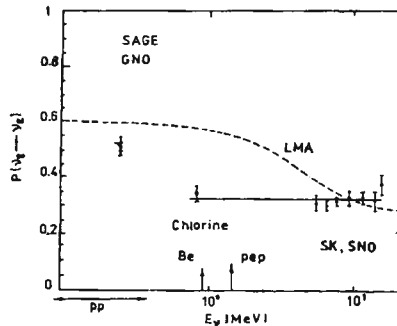


Рис. 1: Относительная вероятность перехода $P_{\nu_e \nu_\mu}$ в зависимости от энергии. Точки данные из экспериментов SAGE, GNO, Chlorine, CHO и Супер-Камиоканде. Пунктирная линия - расчёт по MCB эффекту.

Экспериментальные данные, полученные на установке Супер-Камиоканде, по энергетическому спектру солнечных нейтрино и по эффекту день-ночь, по регенерации нейтрино, подтверждают полученный выше теоретический вывод. В спектре солнечных нейтрино от B^8 в pp цикле, полученном на установке Супер-Камиоканде, нет излома. На Рис. 1 показаны экспериментальные данные, полученные в SAGE, GNO, Супер-Камиоканде, SNO вместе с расчетной кривой, полученной по теории MCB. Из этого рисунка видно, что эта теория не имеет подтверждения (кривая LMA не

имеет излома и лежит далеко от экспериментальных данных). Эффект регенерации нейтрино при прохождении толщи Земли на установках Супер-Кашюканде, СНО и Борексино также не наблюдается.

Итак, приходим к заключению: ни теоретический анализ проведенный нами, ни имеющиеся экспериментальные данные не дают указания на то, что механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе реализуется.

В разделе 5.2 обсуждается механизм усиления осцилляций нейтрино разных масс в веществе, предложенный автором.

Механизм этого усиления следующий: в результате слабых взаимодействий (виртуально) осциллирующего нейтрино с веществом, происходит переход на массовую поверхность соответствующего нейтрино (например, ν_e переходит в ν_μ). Если толщина вещества (Солнца) достаточно большая, то будет иметь место накопление нейтрино (ν_μ, ν_τ). Если толщина вещества очень большая, то это может происходить вплоть до установления равновесия между различными типами нейтрино.

Вероятность перехода нейтрино ν_l в ν_l и $\nu_{l'}$ при n - кратном упругом взаимодействии нейтрино определяется рекуррентными соотношениями $\theta \equiv \theta_{\nu_l \nu_{l'}}, l = e, \mu, \tau$

$$\begin{aligned} \rho_{\nu_l \nu_l}^{(1)} &= 1 - (1 - e^{-b}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta, \quad \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(1)} = (1 - e^{-b}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \\ &\dots \\ \rho_{\nu_l \nu_l}^{(n)} &= \rho_{\nu_l \nu_l}^{(n-1)} (1 - (1 - e^{-b}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta) + \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n-1)} (1 - e^{-b}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \\ \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n)} &= \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(n-1)} (1 - (1 - e^{-b}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta) + \rho_{\nu_l \nu_l}^{(n-1)} (1 - e^{-b}) \frac{1}{2} \sin^2 2\theta. \end{aligned} \quad (46)$$

Если положить $b = 2\pi$, то членом e^{-b} можно пренебречь. Тогда для средних оценок можно воспользоваться тем, что $\bar{n} = \int f(n, \bar{n}, \bar{n}) dn = \bar{n}$. Тогда средняя вероятность осцилляции нейтрино будет равна $\rho(\nu_l \rightarrow \nu_l) \simeq \rho_{\nu_l \nu_l}^{(\bar{n})}, \rho(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \simeq \rho_{\nu_l \nu_{l'}}^{(\bar{n})}$. Теперь если $\sin^2 2\theta$ является достаточно малой величиной ($\sin^2 2\theta \ll 1$), то можно полунить выражение (сохранены члены первого порядка по $\sin^2 2\theta$) - $\rho(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \bar{n} \frac{1}{2} \sin^2 2\theta, \rho(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \bar{n} \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$. При получении этих выражений использовалось приближение (которое хорошо работает при высоких энергиях) $L_0 = L_e^0 \simeq L_\mu^0 \simeq L_\tau^0$. На самом деле длины взаимодействия ν_e и ν_μ, ν_τ при низких энергиях различаются, так как рассеяние ν_e происходит через нейтральный и заряженный токи, в то время как рассеяние ν_μ, ν_τ происходит через нейтральный ток. Отношение $L_\mu^0(L_\tau^0)$ к L_e^0 равно: $L_\mu^0 = L_\tau^0; \delta = \frac{L_\mu^0}{L_e^0} \simeq 2.49$. Тогда отношение средних чисел длин взаимодействия ν_e, ν_μ, ν_τ будет: $\bar{n}_e/\bar{n}_\mu = \bar{n}_e/\bar{n}_\tau \simeq 2.49$. Если учесть это (т.е. при низких энергиях), то картина усиления осцилляций нейтрино в веществе будет существенно зависеть от вакуумного угла смешивания θ . Если $\sin^2 2\theta \geq \frac{1}{\delta}$, то будет происходить преимущественный переход в ν_e нейтрино. Это означает, что при прохождении ν_e, ν_μ, ν_τ нейтрино через вещество будет преимущественный переход к ν_e нейтрино, а ν_e нейтрино преимущественно будет оставаться в том же состоянии (этот эффект усиления осцилляций нейтрино будет сильно влиять на состав нейтрино при взрыве сверхновой). В случае, когда $\sin^2 2\theta \ll 1$, будет происходить усиление осцилляций нейтрино в веществе (т.е. будет происходить переход ν_e в ν_μ, ν_τ), но при этом нужно учесть, что среднее число длин взаимодействия ν_μ, ν_τ будет меньше в δ раз, соответственно, \bar{n} будет заменяться на $\bar{n}_\mu, \bar{n}_\tau$ и $\rho(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ будет иметь вид:

$$\rho(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \bar{n} \sin^2 2\theta \sin^2(\pi L/L_0). \quad (47)$$

В разделе 5.3 рассматривается черенковский эффект в слабых взаимодействиях, генерирующий нейтрино, и новый подход для оценки массы нейтрино.

Из предыдущих рассмотрений ясно, что резонансное усиление осцилляций нейтрино в веществе возникает за счет поляризации вещества при прохождении нейтрино. Если слабые взаимодействия могут генерировать поляризацию среды, то резонансный эффект будет существовать, иначе этот эффект не может реализоваться. Но при этом энергия поляризации должна преобразоваться в массу нейтрино.

В подразделе 5.3.1 приводится краткий обзор элементов механизма резонансного усиления осцилляции в веществе, необходимых для рассмотрения черенковского эффекта в слабых взаимодействиях, вызываемого нейтрино.

Для реализации механизма резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе должно выполняться следующее **условие**: $n_i - 1 > 0$. Численное значение для $n_{\nu_e} - 1$ есть

$$n_{\nu_e} - 1 = 4.76 \cdot (n_e/n_o) (p_o/p_\nu) \cdot 10^{-19}, \quad (48)$$

где n_e есть плотность электронов в веществе, $n_o = 6.02 \cdot 10^{23}$ и $p_o = 1 \text{ MeV}$. Для Солнца при $p_{\nu_e} = 10 \text{ MeV}$ $n_{\nu_e}^{SUN} - 1 \approx 5 \cdot 10^{-18}$. Из выражения (48) видно, что условие $n_i - 1 > 0$ выполняется для электронного нейтрино в веществе.

Далее, в подразделе 5.3.2, изучается черенковский эффект, вызванный слабыми взаимодействиями нейтрино в веществе и новый подход для оценки массы нейтрино. Для существования черенковского эффекта в слабых взаимодействиях должны выполняться следующие два условия:

$$n_i - 1 > 0, \quad v_i > c/n_i, \quad (49)$$

где v_i, c - соответственно скорость нейтрино и скорость света. Первое условие совпадает с условием существования резонансного эффекта. Второе условие означает, что если нейтрино движется в веществе со скоростью большей скорости света в веществе, то оно будет поляризовать вещество и уходить, оставив вещество поляризованным. Энергия такого излучения есть

$$E \approx W = \sqrt{2} G_F n_e, \quad W = 7.6 \cdot (n_e/n_o) \cdot 10^{-14}, \quad (50)$$

где G_F - константа Ферми, n_e - плотность электронов в веществе. Для Солнца $E^{SUN} \approx 10^{-13} \div 10^{-11} \text{ eV}$. Угол β_i излучения определяется выражением $\cos \beta_i = \frac{c}{v_i n_i}$. Если $v_i < \frac{c}{n_i}$, то нейтрино будет поляризовать вещество и, так как его скорость меньше скорости света в веществе, то эта поляризация будет двигаться вместе с нейтрино и тогда резонансный эффект может реализоваться.

Теперь мы видим, что резонансный и черенковский процессы (эффекты) являются конкурирующими процессами. Если $v_i < \frac{c}{n_i}$, тогда резонансный эффект будет реализоваться, а если $v_i > \frac{c}{n_i}$, то тогда будет реализоваться черенковский процесс. Важно заметить, что если в реальности поляризация вещества имеет место, то мы получаем возможность для оценки массы нейтрино, используя точку перехода между двумя выше указанными механизмами (процессами). Тогда выражение для массы нейтрино имеет вид:

$$m_\nu = E_{trans} \sqrt{1 - (1/n_i)^2}, \quad (51)$$

если $(n - 1) \ll 1$, тогда $m_\nu \simeq E_{trans} \sqrt{2(n_i - 1)}$, где E_{trans} есть энергия нейтрино в точке перехода между указанными механизмами.

Если мы получим оценку на массу одного нейтрино (электронного), то значения масс для других нейтрино мы можем вычислить, используя разности квадрата масс нейтрино, полученные в экспериментах по осцилляциям нейтрино. Итак, предложенный метод позволяет получить оценку на массы всех нейтрино независимо от того, как бы малы они не были.

В разделе 5.4 даются выводы из главы 5.

В шестой главе обсуждается проблема дефицита солнечных нейтрино и ее возможное решение.

Перед обсуждением возможных способов решения этой проблемы приводятся необходимые для этого материалы: элементы ССМ и расчётные результаты по этой модели; краткое описание экспериментальных установок по изучению потоков нейтрино от Солнца вместе с измеренными на них потоками нейтрино.

В разделе 6.1 приводятся элементы стандартной солнечной модели (ССМ) вместе с расчётными данными.

В разделе 6.2 дается краткое описание наиболее важных экспериментальных установок по измерению потока солнечных нейтрино и приведены измеренные на них потоки нейтрино вместе с рассчитанными по ССМ потоками нейтрино.

В подразделе 6.2.1 рассматривается $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$ эксперимент (Хоумстейк, США). С 70-х годов Брукхейвенская национальная лаборатория проводила измерение потока солнечных нейтрино. Отношение измеренного потока за 1970-1994гг. к расчетному потоку - SSM2000 есть: $\frac{\Phi_{SSM2000}^{exp}}{\Phi_{SSM2000}} = 0,34 \pm 0,03$.

В подразделе 6.2.2 рассматриваются детекторы Камиоканде и Супер-Камиоканде (Япония). Детектор Камиоканде в настоящее время уже не работает.

Детектор Супер-Камиоканде содержит 50000 т H_2O (полезный объем 22000 т). Порог регистрации $E = 5 \div 7$ МэВ. Наблюдение строится на реакции рассеяния нейтрино на электроны. На установке был измерен полный поток солнечных нейтрино Φ_B^{total} (за 1496 дня для нейтрино с порогом $E_\nu > 5,0 \text{ MeV}$) и было получено $\Phi_B^{total} = (2,35 \pm 0,02(stat) \pm 0,08(syst)) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. В пересчете на поток, подсчитанный по стандартной модели - ССМ2000, получаем: $\frac{\Phi_B^{total}}{\Phi_{SSM2000}} = 0,465 \pm 0,005(stat) + 0,016(-0,015)(syst)$. На этом детекторе получен спектр солнечных нейтрино, который хорошо совпадает с рассчитанным в рамках ССМ спектром, но лежит ниже. В случае реализации эффекта резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе в энергетическом спектре солнечных нейтрино должен быть излом в резонансной области ($E_\nu \simeq 5 \div 10 \text{ MeV}$, см. рис. 1). На детекторе Супер-Камиоканде также изучался эффект день-ночь, т.е. эффект регенераций нейтрино при прохождении толщи Земли. Измеренные на Супер-Камиоканде потоки нейтрино днем Φ_D и ночью Φ_N есть: $\Phi_D = (2,28 \pm 0,04(stat) + 0,08(-0,07)(syst)) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$; $\Phi_N = (2,36 \pm 0,04(stat) + 0,08(-0,07)(syst)) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, а отношение этих потоков есть: $R_{D-N} = (\Phi_D - \Phi_N) / ((\Phi_D + \Phi_N)/2) = -0,021 \pm 0,020(stat) \pm 0,013(syst)$. Из этих данных можно сделать вывод: эффект день-ночь не наблюдается (наблюдаемые величины не превышают ошибки эксперимента).

Итак, экспериментальные данные по спектру солнечных нейтрино и по эффекту регенерации нейтрино день-ночь не подтверждают наличия резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе в согласии с теоретическим выводом, полученным в разделе 5.1 главы 5 о невозможности существования этого эффекта.

В подразделе 6.2.3 $^{71}\text{Ga} - ^{71}\text{Ge}$ (GALLEX) рассматривается эксперимент в Гран-Сассо (Италия). $^{71}\text{Ga} - ^{71}\text{Ge}$ детектор GALLEX в Гран-Сассо - это танк, заполненный 29,5 т ^{71}Ga . Работа детектора строилась на реакции $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$, $\frac{\Phi_{SSM2000}^{exp}}{\Phi_{SSM2000}} = 0,51 \pm 0,08$. Порог регистрации нейтрино = 0.233 КэВ. С 2004 года работа этого детектора остановлена. Данные GNO (GALLEX) за 1998-2000, $E_{thre} = 0,233 \text{ MeV}$, нормализованные на SSM2000, есть: $\frac{\Phi_{SSM2000}^{exp}}{\Phi_{SSM2000}} = 0,51 \pm 0,08$

Подраздел 6.2.4, посвящен $^{71}\text{Ga} - ^{71}\text{Ge}$ (SAGE) эксперименту на Баксане (Россия).

$^{71}\text{Ga} - ^{71}\text{Ge}$ детектор на Баксане содержит 55 т металлического галлия. Данные SAGE нормализованные на SSM2000 за 1990-2001, $E_{\text{thre}} = 0.233\text{MeV}$, есть: $\frac{\phi_{\text{exp}}}{\phi_{\text{SSM2000}}} = 0,52 \pm 0,05$.

Надо отметить, что эти данные лежат выше, чем данные Хоумстейка и SNO, которые хорошо согласуются между собой, на величину $\Delta = 0,16 \div 0,17$.

В подразделе 6.2.5 рассматривается детектор SNO (Sudbury Neutrino Observatory (Канада)), содержащий 1000 т тяжелой воды (D_2O). Он размещен в шахте Садбери на глубине 2073 м. Детектор начал работать в конце 1999 г. Наблюдение нейтрино строится на реакциях: 1. $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$; 2. $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$;

3. $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$, где $x = e, \mu, \tau$. Реакция 1 (ES) идет через заряженный и нейтральный токи, если $x = e$, и нейтральный, если $x = \mu, \tau$; реакция 2 (CC) идет только через заряженный ток; а реакция 3 (NC) идет только через нейтральный. Поток нейтрино, измеренный выше порога $E_{\text{eff}} \geq 5,0\text{ MeV}$ (из реакций 2 и 1) есть:

$$\phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}}(\nu_e) = (1,76 \pm 0,11) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, \quad (52)$$

$\phi_{\text{SNO}}^{\text{ES}}(\nu_x) = (2,39 \pm 0,34(\text{stat.}) + 0,16(-0,14)(\text{syst.})) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Отношение (CC) величины измеренного потока к величине потока в стандартной солнечной модели CCM есть: $\phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}}/\phi_{\text{SSM2000}} = 0,35 \pm 0,02$. А полученный полный поток нейтрино есть: $\phi_{\text{SNO}}(\nu_x) = (5,09 \pm 0,44) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Этот результат находится в хорошем согласии с предсказаниями стандартной солнечной модели $\phi_{\text{SNO}}(\nu_x) = (5,05 + 1,01(-0,81)) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Результат, полученный в SNO, является первым прямым указанием на наличие незлектронного нейтрино в потоке солнечных нейтрино, и этот поток есть полный поток ^8B нейтрино, генерированных на Солнце.

В подразделе 6.2.6 рассматривается модельно-независимый подход к изучению осцилляции солнечных нейтрино из данных SNO (расчет). Предложены две схемы: схема с использованием стандартной модели и схема для безмодельной проверки наличия осцилляций нейтрино.

Рассмотрим вторую схему для безмодельной проверки наличия осцилляций нейтрино. Из реакции $2 \equiv A$ и $3 \equiv B$ мы можем определить полный экспериментальный поток солнечных нейтрино $F_{\nu_e}^{\text{exp},A}(E_\nu \geq 2,23)$, $F_{\nu_e}^{\text{exp},B}(E_\nu \geq 2,23)$. Используя эти потоки, мы можем определить отношение этих величин по измеренному потоку нейтрино в разных реакциях $\omega^{\text{exp}} F_{\nu_e}^{\text{exp},A}(E_\nu \geq 2,23)/F_{\nu_e}^{\text{exp},B}(E_\nu \geq 2,23)$. Теоретическое значение для потока нейтрино для реакции A $F_{\nu_e}^{\text{theo},A}(E_\nu \geq 2,23)$ без учета осцилляции есть: $F_{\nu_e}^{\text{theo},A}(E_\nu \geq 2,23) = F_{\nu_e}^{\text{pri},A}(E_\nu \geq 2,23)P_A^{\text{theo}}$, а теоретическое значение потока $F_{\nu_e}^{\text{theo},B}(E_\nu \geq 2,23)$ для реакции B есть: $F_{\nu_e}^{\text{theo},B}(E_\nu \geq 2,23) = F_{\nu_e}^{\text{pri},B}(E_\nu \geq 2,23)P_B^{\text{theo}}$, где $F_{\nu_e}^{\text{pri},A}(E_\nu \geq 2,23)$ -первичный поток, а $P_A^{\text{theo}}, P_B^{\text{theo}}$ - теоретические потоки. Тогда теоретическое значение ω^{theo} есть: $\omega^{\text{theo}} = F_{\nu_e}^{\text{theo},A}(E_\nu \geq 2,23)/F_{\nu_e}^{\text{theo},B}(E_\nu \geq 2,23) = P_A^{\text{theo}}/P_B^{\text{theo}} = 2,59$. Экспериментальное и теоретическое значения этих потоков связаны следующими выражениями: $F_{\nu_e}^{\text{exp},A}(E_\nu \geq 2,23) = F_{\nu_e}^{\text{theo},A}(E_\nu \geq 2,23)(1 - \sum_i^{\mu,\tau} \sin^2 2\theta_i)$, где $F_{\nu_e}^{\text{exp},B}(E_\nu \geq 2,23) = F_{\nu_e}^{\text{theo},B}(E_\nu \geq 2,23)$, далее, используя выше приведенные выражения получаем $\omega^{\text{exp}} = F_{\nu_e}^{\text{exp},A}(E_\nu \geq 2,23)/F_{\nu_e}^{\text{exp},B}(E_\nu \geq 2,23) = P_A^{\text{theo}}/P_B^{\text{theo}}(1 - \sum_i^{\mu,\tau} \sin^2 2\theta_i)$. Теперь это выражение можно переписать в виде

$$\omega^{\text{exp}} = 2,59(1 - \sum_i^{\mu,\tau} \sin^2 2\theta_i), \quad \sum_i^{\mu,\tau} \sin^2 2\theta_i = 1 - \omega^{\text{exp}}/\omega^{\text{theo}} = 1 - \omega^{\text{exp}}/2,59. \quad (53)$$

Выражение (53) есть выражение, которое можно использовать для безмодельной проверки наличия осцилляций солнечных нейтрино. Если туда подставить выше приведенное экспериментальное число, то получим: $\sum_i^{\mu,\tau} \sin^2 2\theta_i = 1 - \frac{\omega^{\text{exp}}}{\omega^{\text{theo}}} = 1 - \frac{0,85}{2,59} \simeq$

0,67. Это значение находится в согласии с другими данными, полученными в SNO (см. выше) и Хоумстейке.

В подразделе В 6.2.7 рассматривается детектор Бorexино (Borexino, Gran Sasso, Italy) и полученные на нем результаты. Для солнечных нейтрино с энергией $E_{\nu_e} = 0.862$ МэВ от ${}^7\text{Be}$ был получен поток $N_{\nu_e} = 47 \pm 7(\text{stat}) \pm 12(\text{sys})$ counts/(day Δ 100ton), который включает вклады заряженного и нейтрального токов.

В подразделе В 6.2.8 проводится теоретический расчет числа нейтринных событий, которые будут регистрироваться в детекторе Бorexино от потока солнечных нейтрино с энергией $E_{\nu_e} = 0.862 \text{ MeV}$, который включает:

1. Поток солнечных нейтрино от реакции ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$, рассчитанный в рамках Стандартной солнечной модели.
2. Сечение упругого рассеяния $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$, где проведен расчет сечения рассеяния нейтрино на электроны.
3. Характеристики жидкого сцинтиллятора в детекторе Бorexино.
4. Оценка числа нейтрино, которые будут регистрироваться в детекторе Бorexино от солнечных нейтрино с $E_{\nu_e} = 0.862$ МэВ, где проведен окончательный расчет числа нейтрино.

Получено, что число событий, которые должны регистрироваться в 100 тоннах детектора Бorexино в течение дня от солнечных нейтрино с энергией $E_{\nu_e} = 0.862$ МэВ, должно быть в пределах $N_B^{\text{the}} = 86.45 \div 96.52$ counts/(day \cdot 100 ton). Если осцилляции нейтрино отсутствуют. Доля нейтрино N_B^{exp} , зарегистрированных в этом эксперименте, относительно расчетных в рамках ССМ есть $N_B^{\text{exp}}/N_B^{\text{the}} = 0.49 \div 0.54$. Если вычесть из этого вклад нейтрального тока, то остающийся вклад от заряженного тока есть: $N_B^{\text{exp, ch}}/N_B^{\text{the, ch}} = 0.41 \div 0.47$. Нижнее значение этого относительного потока близко к тем же значениям, которые были получены в SNO и Хоумстейке $N_B^{\text{exp, ch}}/N_B^{\text{the, ch}} = 0.35$, а верхнее значение близко к той же величине, полученной в ${}^{71}\text{Ge}$ эксперименте в близкой энергетической области.

В разделе В 6.3 обсуждается проблема дефицита солнечных нейтрино и ее решение. В подразделах 6.3.1 \div 7 обсуждаются наиболее традиционные схемы (способы), предлагаемые для решения этой проблемы.

В подразделе 6.3.1 рассматриваются нейтрино-антинейтринные осцилляции. Сделано заключение - какие-либо указания на возможность существования такого типа осцилляций отсутствуют.

В подразделе 6.3.2 рассматриваются осцилляции майорановских нейтрино. Этот вопрос был достаточно детально рассмотрен в разделе 2.3 главы 2. Вывод: гипотеза, что нейтрино является майорановской частицей, пока не имеет подтверждения. Из слабых взаимодействий суперпозиционные состояния нейтрино и антинейтрино не могут рождаться.

В подразделе 6.3.3 рассматриваются механизмы усиления осцилляции нейтрино в веществе (внутри Солнца).

1. Механизм резонансного усиления осцилляций нейтрино в веществе.

Этот механизм в литературе считается основным для решения проблемы дефицита солнечных нейтрино. Наш анализ в разделе 5.1 главы 5 показывает, что этот механизм не может реализоваться без нарушения закона сохранения энергии-импульса. Кроме того, в уравнении Вольфенштейна предполагается, что изменение энергии нейтрино в веществе приводит к изменению эффективной массы, а его импульс остается неизменным. Но, если учесть, что импульс нейтрино в веществе изменяется, то в

решении этого уравнения не возникает сколь-нибудь заметное усиление осцилляции нейтрино в солнечном веществе. Кроме того, имеющиеся экспериментальные данные не подтверждают этот механизм.

2. Механизм накопления нейтрино разных масс в веществе.

Этот механизм эффективно работает (раздел 5.2 главы 5) только при малых углах смешивания. Так как углы смешивания нейтрино, обнаруженные в экспериментах, близки к максимальным, то вкладом этого механизма в осцилляции солнечных нейтрино можно пренебречь.

В подразделе 6.3.4 рассматривается переворот спина нейтрино в магнитном поле Солнца. Имеющиеся экспериментальные данные (углы смешивания атмосферных и реакторных нейтрино близки к максимальным, а в SNO видят недостающие нейтрино по нейтральному току) не оставляют каких-либо надежд на возможность объяснения дефицита солнечных нейтрино с помощью этого механизма.

В подразделе 6.3.5 рассматривается распад нейтрино. Из-за того, что нейтрино имеют большие времена жизни, видимо, не представляется возможным с помощью такого механизма объяснить заметное уменьшение потока солнечных нейтрино.

В подразделе 6.3.6 рассматривается модификация CCM. В общем, нельзя исключить, что CCM требует определенной поправки, и тогда расчеты потоков нейтрино по CCM могут измениться. Это, в свою очередь, повлечет изменение интерпретации полученных экспериментальных результатов по солнечным нейтрино.

В подразделе 6.3.7 рассматриваются вакуумные осцилляции нейтрино. Без сомнения, в экспериментальных данных Супер-Камиоканде по нейтринным переходам атмосферных нейтрино ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$) и в экспериментальных данных KamLAND по нейтринным переходам реакторных антинейтрино ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu(\bar{\nu}_\tau)$) наблюдаются вакуумные переходы между нейтрино. При этом углы смешивания близки к максимальным. Неизвестными остаются характеристики только одного нейтринного перехода (смешивания) из трех. Но угол смешивания этого перехода можно вычислить, используя все имеющиеся данные по нейтринным переходам (см ниже).

Подраздел 6.3.8 посвящен решению проблемы дефицита солнечных нейтрино. Приведены необходимые для этого экспериментальные данные.

Величина нейтринного потока, измеренная на SNO, находится в согласии с величиной потока, измеренной в Super-Kamiokande. Отношение SNO (CC) величины ν_e потока к величине потока, вычисленной в стандартной солнечной модели (CCM), есть: $\phi_{SNO}^{CC}/\phi_{SSM2000} = 0,35 \pm 0,02$.

Та же величина приведена на Рис. 1 до энергии нейтрино 5 МэВ. Эти величины находятся в хорошем согласии с такой же величиной потока ν_e нейтрино, полученной в Хоумстейке для порога энергии $E_\nu = 0,814 \text{ MeV}$, $\phi^{exp}/\phi_{SSM2000} = 0,34 \pm 0,03$.

Из этих данных мы можем сделать вывод: нет зависимости угла смешивания от энергетического порога нейтрино. Теперь нам необходимо знать величину этого вакуумного угла смешивания. Этот угол можно извлечь из данных KamLAND, и он есть: $\sin^2 2\theta_{\nu_e \nu_\mu} \cong 1.0(0.83)$, $\theta \cong \frac{\pi}{4}(32.8^\circ)$.

Мы, для определенности, предположили, что смешиваются ν_e , ν_μ нейтрино, на самом деле там могут быть смешивания ν_e , ν_τ нейтрино, но это не играет роли и не должно отражаться на получаемых результатах (просто, при необходимости, ν_μ надо заменить на ν_τ). Из эксперимента Супер-Камиоканде по атмосферным нейтрино (37) также известен угол вакуумного смешивания $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ нейтрино, и он равен: $\sin^2 2\theta_{\nu_\mu \nu_\tau} \cong 1$, $\theta \cong \frac{\pi}{4}$.

Теперь необходимо получить оценку на величину оставшегося угла смешивания.

Полный поток нейтрино, полученный в SNO, есть: $\phi_{SNO}(\nu_x) = (5,09 \pm 0,44) \times 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Этот результат находится в хорошем согласии с предсказаниями стандартной солнечной модели $\phi_{SNO}(\nu_x) = (5,05 + 1,01(-0,81)) \times 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Это согласие является экспериментальным доказательством отсутствия исчезновения нейтрино, т.е. нет никаких указаний на наличие стерильных нейтрино.

По потокам нейтрино, полученным в SNO, мы не можем разделить поток ν_μ нейтрино от потока ν_τ нейтрино, так как в этом эксперименте определяется только полный поток $\nu_\mu + \nu_\tau$ нейтрино. Для разделения этих потоков мы можем использовать данные по нейтринным смешиваниям, полученные в Супер-Камиоканде по атмосферным нейтрино, по реакторным нейтрино, полученные в KamLAND, и по потоку электронных нейтрино, полученные в SNO (выр.(52)) для солнечных электронных нейтрино $\phi_{SNO}^{CC}(\nu_e) = (1,76 \pm 0,11) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Итак, так как вакуумные углы смешивания близки к максимальным углам, то поток $\nu_e + \nu_\mu$ солнечных нейтрино есть удвоенный поток ν_e солнечных нейтрино:

$$\phi_{SNO}(\nu_e + \nu_\mu) \cong (3,52 \pm 0,22) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \quad (54)$$

Тогда оставшийся поток солнечных нейтрино есть поток ν_τ солнечных нейтрино, который равен:

$$\phi_{SNO}(\nu_\tau) \cong \phi_{SNO}(\nu_x) - \phi_{SNO}(\nu_e + \nu_\mu) \cong (1,57 \pm 0,49) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \quad (55)$$

Это соответствует примерно трети первичного потока солнечных нейтрино. Так как углы смешивания $\theta_{\nu_e\nu_\mu}$, $\theta_{\nu_\mu\nu_\tau}$ близки к максимальным углам, то у нас нет никаких оснований предполагать, что угол смешивания $\theta_{\nu_e\nu_\mu}$ должен быть маленьким, т.е. сильно отличаться от других углов смешивания. Итак, приходим к выводу: первичный поток солнечных электронных нейтрино переходит в смесь электронных, мюонных и тауонных нейтрино примерно в равных составах и в таком виде доходит до Земли:

$$\phi_{Sun}(\nu_e) \rightarrow \phi_{Sun}(\nu) \cong \frac{1}{3}\phi(\nu_e) + \frac{1}{3}\phi(\nu_\mu) + \frac{1}{3}\phi(\nu_\tau). \quad (56)$$

Это есть решение проблемы дефицита солнечных нейтрино на качественном уровне, т.е. углы вакуумных смешиваний близки к максимальным углам, а какие-либо указания на наличие стерильных нейтрино отсутствуют. В последующих экспериментах на Земле необходимо будет уточнить все углы смешивания и разности масс нейтрино.

В разделе 6.4 даются выводы из главы 6.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Диссертация имеет два Приложения.

В приложении А рассматриваются смешивания (осцилляции) нейтрино в схеме зарядовых смешиваний и приведены общие выражения для вероятностей и углов смешивания в этой схеме.

В приложении Б получены общие выражения для волновых функций и вероятностей при трехнейтринных переходах (осцилляциях) в вакууме в зависимости от времени. Эти выражения представляют большой интерес, и их можно использовать для анализа данных по трехнейтринным смешиваниям и осцилляциям.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

I. Статьи в рецензируемых журналах

- [1] Х. М. Бештоев, Смешивание нейтрино и проблема солнечных нейтрино, ЭЧАЯ, 1996, т.27, с.53-96.
- [2] Kh.M. Beshtoev, Some remarks on the Problem of Neutrino Oscillation in Vacuum and

- Matter- IL Nuovo Cim.A, 1995, vol.168, p.275-260;
 Turkish Journ. of Phys.-1994, vol.18, p.787-795.
- [3] Kh.M. Beshtoev, To the Theory of Neutrino Oscillation, JINR Rapid Communications N3(71)-95, p. 35-38.
- [4] Kh.M. Beshtoev, Dynamical analogy of Cabibbo- Kobayashi- Maskawa matrices- Turkish Journ. of Phys., 1996, vol.20, p.1245-1249.
- [5] Kh.M. Beshtoev, Remarks on the problem of neutrino oscillations, Hadronic Journal, 1995, vol 18, p.169-179.
- [6] Kh.M. Beshtoev, Contribution of the Weak Interaction to the Oscillation of K^0 - Mesons and CP -Violation, Chinese Journ. of Phys., 1996, vol.34, p.979-985.
- [7] Kh.M. Beshtoev, Types of Particle Oscillations and Their Realization in K and Oscillations, Hadronic Journal, 2000, v.23, p.477-485.
- [8] Kh.M. Beshtoev, Impossible Realization of Neutrino Resonance Oscillations Enhancement in Matter, Hadronic Journal, 1999, v.22, p.477-487; Internet pub. HEP-PH/9912532.
- [9] Kh.M. Beshtoev, Meson Vacuum Transitions (Oscillations) in Diagram Approach in the Model of Dynamic Analogy of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrices, Hadronic Journal, 2000, v.23, p.295-307.
- [10] X. М. Бештоев, Выражения для волновых функций и вероятностей переходов при трехнейтринных переходах (осцилляциях) в вакууме, Матем. модел., 2007, т.19, стр.311-321.
- [11] Kh.M. Beshtoev, Remarks to the Standard Theory (Scheme) of Neutrino Oscillations. Corrected Scheme of Neutrino Oscillations, Письма в ЭЧАЯ, 2007, т.4, N6, стр. 789-791; hep-ph/0506248.
- [12] Kh.M. Beshtoev, Exper. Status of the Mechanism of Resonance Enhancement of Neutrino Oscill. in Matter, Письма в ЭЧАЯ, 2009, т.6, N3, стр. 332-341; hep-ph/0204324, 2002.
- [13] Kh.M. Beshtoev, Is possible realization of Majorana neutrino and neutrinoless double beta decay in the framework of stand. weak int., Письма в ЭЧАЯ, 2009, т.6, N5, стр. 655-664.
- [14] Kh.M. Beshtoev, Cherenkov effect in weak interactions generated by neutrinos in matter and new approach for estimation of neutrino mass, Письма в ЭЧАЯ, 2009, т.6, N6, стр. 763-768;
- [15] X. М. Бештоев, Осцилляции нейтрино в схеме смешивания зарядов (констант связей), Вестник РУДН (Физика), 2007, N1-2, стр. 53-61.
- [16] X. М. Бештоев, Волновые функции нейтрино и вероятности переходов при трехнейтринных переходах (осцилляциях) в вакууме, Вестник РУДН (Физика), 2008, N2, стр.78-90.
- [17] X. М. Бештоев, Виртуальные вакуумные $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ - переходы (осцилляции), генерированные слабыми взаимодействиями, нарушающими странность, и их обнаружение, Вестник РУДН (Физика), 2008, N2, стр.100-110.

II. Материалы совещаний и конференций.

- [18] Kh.M. Beshtoev, To the theory of neutrino oscillation in Matter, The Intern. Sym. on Weak and Electrom. Inter. in Nuclei, 1995, June, Osaka, Japan, p.15.
- [19] Kh.M. Beshtoev, Enhancement of the Oscillations of Neutrinos different Masses in Matter, Proc. of 24 - th Intern. Cosmic ray Conf., Rome, 1995. vol.4, p.1237-1240.
- [20] Kh.M. Beshtoev, To neutrino oscillation in matter- Proceedings of III Int. Symp. on Weak and Electromag. Int. in Nucl. (World Sci., Singapoure, P. 781-784, 1992).
- [21] Kh.M. Beshtoev, On problem of neutrino oscillation in matter 13-th European Cosmic Ray Symp. CERN, Geneva, HE-5-13.
- [22] Kh.M. Beshtoev, Enhancement of the Oscillations of Neutrinos of Different Masses in Matter, Proc. of Int. School PARTICLES AND COSMOLOGY, Baksan Valley, Russia, 1995, p.190-194.
- [23] Kh.M. Beshtoev, Some remarks on the Wolfenstein equation of neutrino oscillations in matter. Elastic interactions of neutrinos in matter and polarization of matter by neutrinos, Доклад на международной конференции Neutrino 98, Япония, 1998; JINR, E2-97-360, Dubna, 1997 (10 стр.).
- [24] Kh.M. Beshtoev, The distinctive feature of weak interactions and some of its subsequences (Impossibility of generation of masses and absence of the MSW effect), Proc. of 27th International Cosmic Ray Conference, Germany, 2001, V.3, p.1183-1185.
- [25] Kh.M. Beshtoev, Types of particle oscillations and their realizations in K^0 and ν oscillations, Proceed. of 27th International Cosmic Ray Conference, Germany, 2001, V.3, p.1186-1188.
- [26] Kh.M. Beshtoev, Modern theory of neutrino oscillations, Proceed. of 28th International Cosmic Ray Conference, Japan, 2003, V.3, p.1503-1506.
- [27] Kh.M. Beshtoev, Some Unsettled Questions in the Problem of Neutrino Oscillations. Mechanisms of Neutrino Oscillations. Proceed. of 28th International Cosmic Ray Conference, Japan, 2003, V.3, p.1507-1510.
- [28] Kh.M. Beshtoev, Some Unsettled Questions in the Problem of Neutrino Oscillations. Experiments, Proceed. of 28th International Cosmic Ray Conference, Japan, 2003, V.3, p.1511-1514.
- [29] Kh.M. Beshtoev, Schemes and mechanisms of neutrino mixings (oscillations) and a solution of the Sun neutrinos deficit problem, Proc. of the 21-st Conf. Neutrino 2004, Paris (France), Nuclear Physics B (Proc. Supp.), 2005, v.143, p.484; hep-ph/0406084, 2004, 13 стр.
- [30] Kh.M. Beshtoev, Expr. for Neutrino Wave Funct. and Trans. Probab. at Three Neutrino Oscill. in Vacuum and Some of Their Appl., Proc. of the 22-st Conf. Neutrino2006, Santa-Fe (USA), Nucl. Phys. B (Proc. Supp.), 2011, v.221, p.329; hep-ph/0508122, 2005, (14 стр.).

III. Сообщения и препринты

- [31] Kh.M. Beshtoev, Dynamical analogy of Cabibbo- Kobayashi- Maskawa matrices- JINR, E2-94-293, Dubna, 1994 (6 стр.).

- [32] X. M. Бештоев. О теории электрослабого взаимодействия, ИЯИ АН СССР, П-577, Москва, 1988 (5 стр.).
- [33] Kh.M. Beshtoev, On the Problem of Enhancement of Neutrino Oscillation in Matter, JINR, E2-91-183, Dubna, 1991 (7 стр.).
- [34] Kh.M. Beshtoev, Some remarks to the Problem of neutrino oscillation- JINR, E2-93-297, Dubna, 1993 (6 стр.).
- [35] Kh.M. Beshtoev, Enhanced oscillation of neutrinos of different masses in Matter- JINR, E2-94-46, Dubna, 1994 (6 стр.).
- [36] X. M. Бештоев, Массы и смешивание лептонов и кварков (дираковских частиц), Сообщение ОИЯИ, P2-93-44, Дубна, 1993, (6 стр.).
- [37] Kh.M. Beshtoev, Dynamical analogy of the Kobayashi-Maskawa matrix (CP-violation) and an estimation of the creation Cross Section and decay widths of the vector bosons arisen in this case, JINR, E2-95-535, Dubna, 1995 (7 стр.).
- [38] Kh. M. Beshtoev, Renormcharges in $V - A$ Theor., JINR, E2-94-221, Dubna, 1994 (6 стр.).
- [39] Kh.M. Beshtoev, On a complex structure in non-Abelian gauge theories and on the place of Majorana particles in these theories, JINR, E2-92-195, Dubna, 1992 (7 стр.).
- [40] Kh.M. Beshtoev, Contribution of the weak interaction to the oscillation of K^0 mesons and CP violation- JINR, E2-95-326. Dubna, 1995 (6 стр.).
- [41] Kh.M. Beshtoev, About Possible types of Neutrino Oscillation, JINR, E2-92-318, Dubna, 1992 (6 стр.).
- [42] X. M. Бештоев, Смешивание векторных полей и модели векторной доминантности, ИЯИ АН СССР, П-217, Москва, 1981 (5 стр.).
- [43] Kh.M. Beshtoev, Model-Independent Approach to the Search for the Sun Neutrino Oscillations from SNO Data, JINR, E2-96-458, Dubna, 1996 (4 стр.).
- [44] Kh.M. Beshtoev, $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ Transitions (Oscillations) in the Model of Dynamical Analogy of Cabibbo- Kobayashi- Maskawa Matrices- JINR, E2-99-137, Dubna, 1999 (12стр.).
- [45] Kh.M. Beshtoev, $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ Vacuum Transitions (Oscillations) in the Diagram Approach, JINR, E2-99-307, Dubna, 1999, (7стр.).
- [46] Kh. M. Beshtoev, Neutrino Oscillations in the Schemes of Charge (Couple Constant) Mixings, JINR Communication E2-2005-163. Dubna, 2005 (9 стр.).
- [47] Kh.M. Beshtoev, Computation of the number of neutrino events which can be registered in Borexino detector from the Sun neutrinos flux with energy $E_\nu = 0.862 MeV$, JINR Commun. E2-2008-198, Dubna, 2008 (7 стр.); hep-ph/0808.1960v.1.
- [48] Kh.M. Beshtoev, Important remarks to the problem of neutrino passing through the matter, JINR Commun. E2-2011-20, Dubna, 2011 (12стр.); hep-ph/0060650v.1, 2010.

Получено 23 мая 2012 г.

102

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 24.05.2012.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 2,18. Уч.-изд. л. 3,41. Тираж 100 экз. Заказ № 57653.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/